

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

PAR

SALOMON STEPHEN NEAL

1^{re} THÈSE. — ÉMISSION ÉLECTRONIQUE D'UNE JONCTION $p-n$
DE SILICIUM

2^e THÈSE. — Propositions données par la Faculté :
« EFFET DE PEAU ANORMAL »

Soutenues le 24 Juin 1964 devant la Commission d'examen.

P. AIGRAIN, *Président*

J. BOK, M. BALKANSKI, *Examineurs*

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR
LE TITRE DE DOCTEUR D'UNIVERSITÉ
PAR

SALOMON STEPHEN NEAL

1^{re} THÈSE. — ÉMISSION ÉLECTRONIQUE D'UNE JONCTION $p-n$
DE SILICIUM

2^e THÈSE. — Propositions données par la Faculté :
« EFFET DE PEAU ANORMAL »

Soutenues le 24 Juin 1964 devant la Commission d'examen.

P. AIGRAIN, *Président*
J. BOK, M. BALKANSKI, *Examineurs*



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen M. Zamanski

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure	AMIEL	T	Chimie générale
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparée	HOCART	T	Minéralogie et Cristallo.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres orga- nisés	J. P. MATHIEU	T	Physique optique
PRÉVOST	T	Chimie organique	COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.)
WYART	T	Minéralo et Cristallo.	MAY	T	Zoologie (Orsay)
TEISSIER	T	Zoologie	CHOQUET	T	Théorie des fonctions et Topologie
MANGENOT	T	Biologie vég. (Orsay)	FELDMANN	T	Biologie végét. marine
AUGER	T	Physique quantique et relativité	GUINIER	T	Physique des solides (Or- say)
MONNIER	T	Physiologie générale	JOST	T	Physiologie comparée
PIVETEAU	T	Paléontologie	FORRET	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique
ROCARD	T	Physique (E.N.S.)	SCHARTZ	T	Calcul diff. et intégral
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.)	CHOUARD	T	Physiologie végétale
LAFFITTE	T	Chimie générale	MALAVARD	T	Aviation (Techn. Aéro- naut.)
FAVARD	T	Géométrie supérieure	BRELOT	T	Calcul diff. et intégral
COULOMB	T	Physique du Globe	NORMANT	T	Chimie organique
COUSIN M ^{lle}	T	Biologie animale (S.P. C.N.)	BÉNARD	T	Chimie minérale
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale	BUVAT	T	Botanique (E.N.S.)
DRACH	T	Zoologie	DUGUÉ	T	Statistiques mathémati- ques
KASTLER	T	Physique (E.N.S.)	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie
EPHRUSSI	T	Génétique	ULRICH	T	Physiologie végétale
RIVIÈRE	T	Géologie S.P.C.N. et Sé- dim.	MARÉCHAL	T	Optique théori. et appliq.
GAUTHERET	T	Biologie vég. (P.C.B.)	KIRRMANN	T	Théories chimiques
LUCAS R.	T	Recherches physiques	CHADEFAUD	T	Botanique
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire	LE BRETON M ^{lle}	T	Physio. de la nutrition
ARNULF	T	Optique appliquée	SALEM	T	Mathématiques générales
MORAND	T	Physique enseignement	LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.)	DEVILLERS	T	Anatomie et Histol. comp.
FORTIER	T	Mécanique Exp. des Flui- des	EHRESMANN	T	Topologie algébrique
DANJON	T	Astronomie	FRANCON	T	Physique (S.P.C.N.)
PETIT	T	Biologie maritime	GLANGEAUD	T	Géographie phys. et géol. dynamique
QUENEY	T	Météorologie et dynami- que atmosphérique	GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.)
GALLIEN	T	Embryologie	PISOT	T	Tech. Mathém. de la Phys.
EICHHORN	T	Botanique	ROCH	T	Géologie
DE CUGNAC	T	Biologie vég. (S.P.C.N.)	SCHATZMAN	T	Astrophysique
CAUCHOIS M ^{lle}	T	Chimie physique	TERMIER	T	Paléontologie stratig.
THELLIER	T	Physique du Globe	ZAMANSKY	T	Mathématiques générales
L'HERITIER	T	Biologie génér. (Orsay)	LENNUIER	T	Physique (M.G.P.)
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay)	RIZET	T	Génétique
PONCIN	T	Mécanique générale	ROUTHIER	T	Géologie appliquée
DUBREIL	T	Arithm. et théorie des nombres	TONNELAT (M ^{me})	T	Physique théorique
QUELET	T	Chimie organique	DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.)
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée	SOUCHAY	T	Chimie générale
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire	AIGRAIN	T	Electrotechnique génér.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie	BRUSSET	T	Chimie systématique
JUNG	T	Pétrographie	LÉVY M.	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique	CHALX M ^{me}	T	Chimie biologique
WIEMAN	T	Chimie organique et struc.	HUREL-PY M ^{me}	T	Biologie végétale (P.C.B.)
JACQUINOT	T	Spectroscopie et Phy- sique céleste (Orsay)	PLAUX	T	Chimie (M.P.C.)
VASSY	T	Physique de l'atmosphère	BRUN	T	Mécanique théorique des fluides
DESTOUCHES	T	Théories physiques	LEDERER	T	Chimie biologique
			DUBREIL M ^{me}	T	Mathématiques (Agrég.)
			LELONG M ^{me}	T	Mathématiques II (E.N.S.)

BELLAIR'	T	Géologie (S.P.C.N.)	BOURREAU	Botanique
COTTE	T	Physique électricité	CURIE D.	Physique M.G.P.
DUBOIS J. E.	T	Chimie organique	DURAND-DELGA	T Géologie
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.)	FRÉON	T Chimie organique (Orsay)
MICHEL A.	T	Chimie minérale (Orsay)	HELLER	T Physiolog. végétale
OLMER	T	Énergétique générale	TORTRAT	T Calcul des probabilités
ROUAULT	T	Électricité (Orsay)	CAILLEUX	T Géologie (S.P.C.N.)
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée	MAGNAN	T Physique (S.P.C.N.)
BARCHWITZ	T	Chimie physique	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appliq. à la chimie théorique et à la phys. nucléaire
BROSSEL	T	Physique atomique	FOURCROY M ^{lle}	Biologie végétale (S.P.C.N.)
BUSER	T	Physiologie comparée	CHOQUET-BRUHAT M ^{me}	T Mécan. analytique et mécan. céleste
CAMUS	T	Physiol. végétale (B.M. P.V.)	VEIL M ^{lle}	Physiologie générale
CASTAING	T	Physique II Thermod. (Orsay)	LWOFF	T Microbiologie
CURIEN	T	Minéralo et Cristallog.	SIESTRUNK	T Mécan. phys. et expérim.
MOYSE	T	Physiologie végét. (Orsay)	LACOMBE	T Métallurg. des métaux nucléaires
NOÏROT	T	Évolution des êtres org.	BROCHARD	T Physique P.C.B. (Orsay)
PANNETIER	T	Chimie générale	CABANNES	T Mécanique générale
POSSOMPES	T	Zoologie	LESIEUR	T Mathématiques -I (Orsay)
PULLMANN	T	Chimie quantique	MAZET	T Mécanique générale (Orsay)
TEILLAC	T	Physique nucl. et radio-activité	CAIRE	Géographie phys. et Géolog. dynamique
TONNELAT	T	Biologie physico-chim.	COMOLET	T Mécanique des fluides
VILLE	T	Économétrie	CORABEUF	Physiologie animale (Orsay)
WILLEMART	T	Chimie (P.C.B.)	DELLOUE	Physique de l'exosphère
DODE	T	Chimie (Orsay)	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
FEYMANN	T	Recherches physiques	HOULLON	Biologie animale P.C.B.
GUINOCHET	T	Biol. vég. S.P.C.N. (Orsay)	JULLIEN J.	Chimie S.P.C.N. (Orsay)
ROLLET	T	Chimie minérale	MALGRANGE	T Technique math. de la Physique (Orsay)
JOSEN M ^{lle}	T	Chimie S.P.C.N.	OLIVIER	Antropologie
CHEVALLEY	T	Géométrie algéb. et théorie des groupes	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
ARNOULT	T	Électronique (Orsay)	BLANC-LAPIERRE	T Physique E.N.S. (Orsay)
CHAPELLE	T	Physique (Orsay)	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
DELANGE	T	Mathématiques I (Orsay)	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
DENY	T	Mathémat. génér. (Orsay)	SAMUEL	T Mathém. E.N.S. féminines
GERMAIN	T	Mécan. théor. des fluides.	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
LUCAS G.	T	Géologie	THIRY	T Mécanique céleste
ALLARD	T	Chimie physique	ABELES	Physique S.P.S.C.N.
BERTHE	T	Phys. des particules fond.	AMAT	Physique P.C.B.
BRICART	T	Météor. et Phys. de l'Atmosphère	AUBOIN	Géologie
ALBE-FESSARD M ^{me}	T	Psychophysiologie.	BENOIT-GUEUTAL M ^{me}	Physique nucl. et radio-activité
FRIEDEL	T	Physique des solides	BOUGIS	Biologie marine (Villefranche-sur-Mer).
FRIEDEL	T	(Orsay)	BRUHAT	T Mathématique M.P.C.
JULIA M.	T	Études des molécules complexes	BRUNN	T Géologie historique (Orsay)
LENDER	T	Biologie anim. S.P.C.N (Orsay)	CHABBAL	Physique M.G.P. (Orsay)
MAGAT	T	Physico-Chimie des radio-éléments	DEHEUVELS	T Mathématique Prop. (Orsay)
QUINTIN M ^{lle}	T	Électrochimie	D'ESPAGNAT	Physique théorique (Orsay)
MONOD	T	Chimie du métabolisme	FURON	Géologie S.P.C.N.
BENOIT	T	Physiol. anim. (Orsay)	GANS M ^{me}	T Génétique
DE POSSEL	T	Analyse numérique	GENÈVESÓ	Biologie végétale P.C.B.
CHARLOT	T	Chimie analytique	GUILBERT	Physique (C.U.S. Orléans)
LEMÉE	T	Physiol. vég. B.M.P.V. (Orsay)	HUPE	Pétrographie A
GUÉRIN	T	Chimie M.P.C. (Orsay)	HOLLANDE	T Biologie générale
CHATELET M.	T	Chimie P.C.B.	LIONS	T Analyse numérique
JEAN	T	Physique nucléaire (Orsay)	MAITTE	Chimie P.C.B.
MATTLER	T	Physique S.P.C.N.	MEYER	Physique propédeutique
BERGERARD	T	Zoologie (Orsay)	NICOLAS	Géologie appliquée
BERTIN	T	Electronique (Orsay)	PANGEL	Biologie générale
BOUSSIÈRES	T	Chimie des radioéléments (Orsay)	RAVIER	Pétrographie
COUTURE M ^{me}	T	Thermodynamique et Méc. Physique	ROSEAU	T Mécanique théor. des fluides
ELLENBERGER	T	Géologie des grandes régions du globe	SILBER	T Chimie P.C.B.
FRANC	T	Biologie animale (P.C.B.)	UEBERSFELD	T Électronique
SCHNELL	T	Botanique tropicale (Orsay)	YVON	T Théories physiques
STOLKOWSKI	T	Physiologie végétale		
ACHER		Chimie biol. (Orsay)		
BAUDOIN		Biologie animale P.C.B.		
BEAUMONT		Biologie animale S.P.C.N.		
BLAMONT	T	Géophysique ionosphère		

Le Secrétaire Général :
R. POULI AIN.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
<i>Chapitre I. — INTRODUCTION.</i>	9
A) Rappels des phénomènes	9
B) Revue des expériences	10
C) Les manipulations actuelles.	12
 <i>Chapitre II. — APPAREILLAGE.</i>	 13
A) Préparation de l'échantillon.	13
B) Fabrication du biseau	15
C) Porte-échantillon pour la mise en évidence de la lumière de recombinaison.	15
D) Porte-échantillon pour la mise en évidence de l'émission électronique.	17
E) Circuit électrique.	18
 <i>Chapitre III. — AMÉLIORATION DE L'EXPÉRIENCE</i>	 20
A) Échantillon	20
B) Enlèvement du silicium.	21
C) Tube expérimental.	25
D) Ultra-vide.	28
 <i>Chapitre IV. — TECHNIQUES ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX</i>	 32
A) Lumière de recombinaison dans les jonctions	32
B) Mise en évidence de l'émission	35
C) Mesure du courant d'électrons chauds	37
 <i>Chapitre V. — INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS</i>	 40
A) Claquage thermique	40
B) Lumière de recombinaison	41
C) Courant d'émission d'électrons chauds	43
 BIBLIOGRAPHIE	 48
REMERCIEMENTS.	49



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552222_0003

CHAPITRE I

Introduction

Le but de ce travail est de sortir des électrons chauds d'un réseau froid de silicium.

A. — RAPPEL DES PHÉNOMÈNES

Lorsqu'un champ électrique est appliqué à un semiconducteur, les électrons de la bande de conduction gagnent de l'énergie du champ et cèdent cette énergie au réseau dans des chocs avec des atomes de celui-ci. Si les électrons cèdent autant d'énergie qu'ils en gagnent du champ électrique, les électrons sont en équilibre thermodynamique avec le réseau, et l'échauffement ohmique du réseau aura lieu. Quand la mobilité $\mu(T, E) = V_d/E$ (mobilité = vitesse d'entraînement / champ électrique) est importante et que les électrons gagnent plus d'énergie du champ entre chocs avec les atomes qu'ils n'en perdent au profit du réseau, les électrons ne sont plus en équilibre thermodynamique avec le réseau : ils sont « chauds » par rapport au réseau.

SHOCKLEY [1] a montré qu'une température effective, T_e , peut être définie si la distribution des électrons reste approximativement une distribution de Maxwell-Boltzmann, avec une vitesse moyenne de $(3kT_e/m_e)^{1/2}$ et une énergie moyenne de $(3kT_e/2)$. Pratiquement, des températures aussi importantes que 10 000 °K peuvent être obtenues sans provoquer un échauffement considérable du cristal.

Contrairement aux semiconducteurs, on ne peut pas produire des électrons « chauds » dans les métaux parce qu'ils n'ont pas la condition nécessaire d'une grande mobilité.

	MOBILITÉ	$\text{cm}^2/\text{V.s.}$
Métal	Ag	56,3 [2]
Semiconducteur.	Si	1 350 [3]
Semiconducteur.	Ge	3 900 [3]

En outre, l'énergie moyenne d'un électron dans un métal est de plusieurs électron-volts; or, pour doubler cette énergie, il faut que chaque électron obtienne en plus une énergie à peu près égale à l'énergie de cohésion par atome du cristal.

Parce qu'il y a approximativement un électron de conduction pour chaque atome dans un métal, il y a assez d'énergie emmagasinée par les électrons pour vaporiser le métal si l'on les rend « chauds ».

Dans le silicium- n , de résistivité $1 \Omega \cdot \text{cm}$, il y a 10^{-7} électrons par atome, donc très peu de porteurs. C'est grâce à cette propriété de très peu de porteurs et de grande mobilité qu'on peut rendre les électrons « chauds » dans les semiconducteurs, mais pas dans les métaux.

Parce qu'on a une source d'électrons chauds de $10\,000^\circ\text{K}$ (équivalente à environ $0,8 \text{ eV}$), on a pensé qu'on peut sortir les électrons du cristal sans chauffer celui-ci, ou par émission de champ. Pour obtenir ce résultat, il faut que l'énergie des électrons dépasse le travail de sortie du silicium ($4,77 \text{ eV}$ dans la direction (111) [4]). Donc, il faut une source d'électrons chauds à une température de $60\,000^\circ\text{K}$, sinon on peut abaisser le travail de sortie avec une couche de césium par exemple. Cependant, on se heurte à des problèmes expérimentaux en utilisant le césium.

B. — REVUE DES EXPÉRIENCES

Plusieurs essais ont été faits pour sortir des électrons chauds des semi-conducteurs. Une méthode consiste à appliquer une différence de potentiel élevée à travers un barreau monocristallin de semiconducteur dans le vide. On capte les électrons qui sortent sur une plaque polarisée positivement. Cette expérience est difficile à réaliser, car les tensions nécessaires sont si élevées que le courant produit dans le cristal tend à le détruire par échauffement. On n'a pas encore atteint la limite pratique de très peu de porteurs.

Quand on utilise des impulsions pour diminuer le courant moyen et donc éviter cet échauffement, on se heurte à de nombreux problèmes expérimentaux.

Cependant, d'après POZHELA et SHILALNIKAS [5], l'émission d'électrons chauds a été obtenue pour du germanium du type n qui avait été traité avec de la vapeur de césium et a été soumis à des champs électriques allant jusqu'à 5 kV/cm .

БОК [6] a observé un courant pour du silicium dont le travail de sortie avait été abaissé en faisant diffuser du lithium à partir de la surface.

Une autre méthode, adoptée pour ce travail, consiste à utiliser le champ électrique élevé qui règne dans une jonction $p - n$ de silicium (plusieurs centaines de kilovolts par centimètre [7]) lorsqu'on y applique une tension de quelques volts polarisée dans le sens inverse, et où l'on a très peu de porteurs.

Dans une jonction $p - n$, on a un raccordement de deux parties du même cristal. Une de ces parties est caractérisée par les porteurs de charge négative, les électrons, et l'autre par les porteurs de charge positive, les trous. Les électrons de la partie n tendent à diffuser dans la partie p et les trous de la partie p dans la partie n suivant la loi de diffusion. A l'équilibre thermodynamique, les porteurs se répartissent, de sorte qu'il n'y ait pas de courant d'électrons ni de trous. Le champ

électrostatique créé par les charges elles-mêmes équilibre alors la force de diffusion.

Entre la partie n et la partie p , il y a une région très mince sans porteurs de charges libres qui est donc une région isolante. Lorsqu'on applique une tension polarisée dans le sens inverse, la barrière de potentiel se trouve augmentée. Ainsi donc, dans cette zone, on peut obtenir des électrons de grande énergie, puisque soumis à un champ très élevé, sans avoir pour autant un courant important.

La tension aux bornes du semiconducteur se retrouve presque intégralement aux bornes de la partie isolante de la jonction, dont l'épaisseur est de l'ordre d'un micron.

Le problème est donc réduit à appliquer une dizaine de volts à travers un isolant d'un micron au lieu de centaines de kilovolts à travers un cristal de 1 cm. Dans les deux cas, on a le même champ électrique.

Cette technique permet d'éliminer simultanément les ennuis dus aux impulsions sous tensions élevées et le danger de fondre le cristal.

De nombreux articles ont été publiés au sujet de l'émission des jonctions [8-14]. Cependant, dans tous ces travaux, l'émission d'électrons est obtenue au moyen d'échantillons dont la partie n ne recouvre pas la partie p d'une façon continue; l'émission d'électrons se fait alors à partir des microplasmas qui existent aux points de jonction sur la surface.

On peut définir un plasma comme un gaz complètement ionisé à faible densité. Dans un semiconducteur, on a un microplasma lorsque les électrons ont suffisamment d'énergie pour ioniser les atomes; il en résulte un claquage dans une région limitée.

Ce phénomène rend très difficile l'interprétation des propriétés des électrons chauds. Cependant, SENITZKY [10] a proposé d'étudier l'émission électronique d'une jonction parallèle tout près de la surface émettrice de l'échantillon. Sa tentative n'a pas réussi, parce que la couche de silicium- n , à travers laquelle les électrons doivent diffuser pour être émis, était trop épaisse (environ 1 400 Å).

Aux basses énergies, la diffusion principale d'un électron est par phonons acoustiques; aux énergies plus grandes, la diffusion par phonons optiques devient plus importante [1]. Aux énergies dans la gamme où les électrons peuvent sortir du cristal, les électrons gagnent assez d'énergie du champ électrique pour créer des paires électron-trou au moyen de collisions avec les électrons de la bande de valence.

Donc, c'est le libre parcours moyen pour l'ionisation par chocs qui est le phénomène principal qui détermine l'épaisseur maximum de la couche de silicium- n permis pour avoir l'émission des électrons chauds.

MOLL, MEYER et BARTELINK [15] ont repris l'idée de SENITZKY et ont réussi à diminuer l'épaisseur de la couche n jusqu'à 600 Å de la jonction $p - n$. A partir d'un échantillon de silicium de type p , ils ont fait diffuser une couche n d'environ 1 200 Å; puis, ils ont plongé l'échantillon dans un bain d'eau bouillante pour former SiO_2 . Ils ont alors enlevé l'oxyde avec de l'acide fluorhydrique. Les échantillons ainsi obtenus leur ont permis de sortir des électrons et de mesurer leur distribution

en énergie. Ils ont trouvé une valeur de 190 Å pour le libre parcours moyen pour l'ionisation par chocs.

HODGKINSON [16] a observé l'émission d'électrons à haute énergie avec des jonctions très peu profondes (100 Å) au moyen d'un écran fluorescent. Il a été prouvé dans le silicium que le mode d'émission dépend largement de la nature du microplasma dans la jonction et que les électrons sont émis à travers la fine couche de surface de type n .

C. — LES MANIPULATIONS ACTUELLES

Le travail actuel a été entrepris pour sortir les électrons au moyen d'un biseau se trouvant sur une jonction $p - n$ de silicium dont la partie n ne recouvre pas entièrement la partie p . De cette expérience, on a appris le renseignement très important des conditions exactes sous lesquelles on sort les électrons sans avoir l'échauffement thermique qui détruit l'effet d'avalanche dans le semiconducteur.

En particulier, on a appris qu'il faut avoir la présence de lumière de recombinaison des électrons-trous dans les microplasmas pour être sûr d'avoir dans la jonction des porteurs très énergiques. Expérimentalement, cela veut dire qu'il faut avoir un échantillon de silicium- p de forte conductivité, et qu'il faut le refroidir au moyen de l'air comprimé.

En outre, on a trouvé une valeur du libre parcours moyen pour l'ionisation par chocs de l'ordre de 40 Å. Elle est approximativement en accord avec celle trouvée par SENITZKY [11]. On a suivi son analyse de la manipulation, sauf pour deux modifications.

Tout ce travail et cette expérience sont utiles dans une deuxième expérience qui est de sortir des électrons chauds par la technique de rapprocher la jonction petit à petit de la surface.

On utilise du silicium de type p , avec une couche n de 10 000 Å d'épaisseur, diffusée bien parallèlement à la surface. Ensuite, on diminue l'épaisseur de la couche n par l'oxydation anodique du silicium, une réaction qu'il est possible de bien contrôler.

Après quoi, l'enlèvement de l'oxyde avec l'acide fluorhydrique. On peut ainsi enlever des couches allant jusqu'à 350 Å d'épaisseur en une seule fois, tandis que MOLL et ses collaborateurs ont été limités à 35 Å à chaque plongée dans l'eau bouillante.

On espère que la surface reste parallèle à la jonction tout en s'en approchant jusqu'à une distance 200-400 Å.

On opère sous une pression inférieure à 10^{-10} Torr, pour avoir les meilleures conditions de propreté.

Malgré le fait que les premières tentatives de cette expérience ne sont pas bien réussies, à cause du claquage thermique, tous les problèmes expérimentaux ont été abordés. On donne des indications en vue de futures manipulations.

En tenant compte de ces recommandations, KLEIN qui a continué ce travail dans ce laboratoire de l'E.N.S., a réussi une émission d'électrons chauds à travers la couche mince de silicium- n .

CHAPITRE II

Appareillage

A. — PRÉPARATION DE L'ÉCHANTILLON

Le silicium utilisé a été préparé à la C.S.F. C'est un monocristal de silicium-*p* de résistivité $0,2 \Omega \times \text{cm}$. Il a été tiré par la méthode de croissance de CZOCHRALSKI, et les échantillons ont été découpés aux dimensions $4,3 \times 4,3 \times 0,8 \text{ mm}$ avec l'axe (111) perpendiculaire à la grande surface.

Profondeur de la fonction $0,9 \pm 0,2 \mu$

$\alpha = 5 \text{ degrés}$

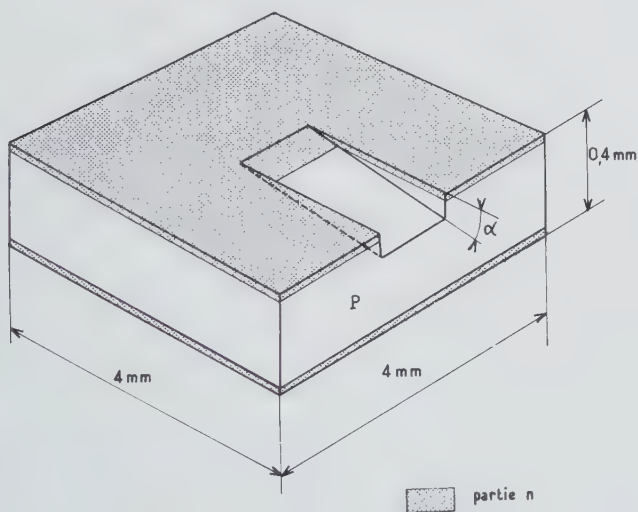


FIG. 1.

Ensuite, à la RADIOTECHNIQUE, les échantillons ont été polis avec des abrasifs fins. Leurs dimensions finales sont $4 \times 4 \times 0,4 \text{ mm}$ après avoir été soumis à une attaque chimique.

Une couche extérieure est transformée en silicium-*n* par diffusion de phosphore, de P_2O_5 en phase gazeuse avec entraînement d'argon.

La concentration de phosphore en surface a été mesurée à $3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ par la méthode de la « sheet resistance », pour tous les échantillons ayant une résistance de $9,6 \Omega$.

La profondeur des jonctions a été estimée à $1,06 \pm 0,2 \mu$ par la méthode du micromètre.

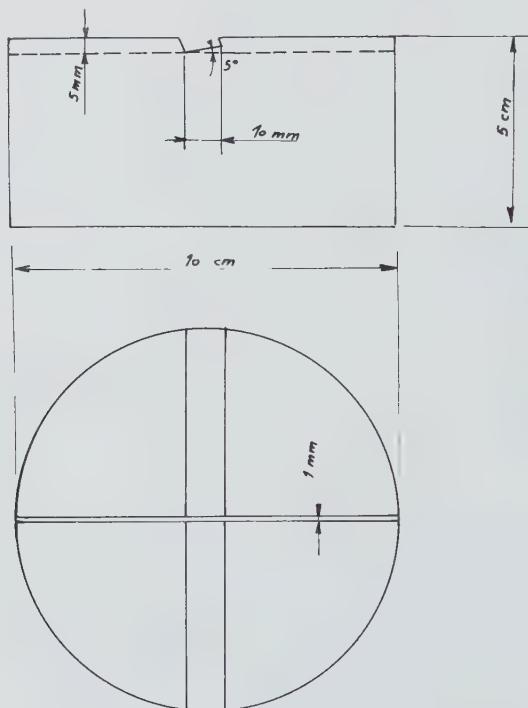


FIG. 2. — Dispositif en laiton pour la fabrication du biseau.

Ensuite, au laboratoire de l'École Normale Supérieure, un biseau de 1 mm de largeur et 2 mm de longueur a été creusé à un angle de 5° par rapport à la surface au moyen d'un dispositif spécialement fabriqué pour cela (voir fig. 2).

L'échantillon est alors nettoyé avec de l'eau déionisée et au trichloréthylène.

La picéine est peinte sur les grandes surfaces pour les protéger d'une attaque chimique du CP_4-A (3 HF, 5 HNO_3 , 3 CH_3COOH) qui enlève la couche de silicium-*n* autour des bords de l'échantillon.

La picéine est alors enlevée par le trichloréthylène et l'échantillon est nettoyé avec l'acide fluorhydrique.

On a ainsi un échantillon de silicium-*p* pour lequel il y a deux couches

de silicium-*n*. Au moyen de la couche avec le biseau, on peut observer la lumière de recombinaison sortir des électrons chauds, et faire un contact électrique. Au moyen de l'autre couche, on fait un bon contact électrique avec la partie *p* de l'échantillon et ainsi on évite l'échauffement local de ce contact (voir fig. 1).

B. — LA FABRICATION DU BISEAU

On creuse le biseau à l'aide d'abrasif entraîné sur l'échantillon par un ruban de tantale ($1\text{ mm} \times 60\text{ }\mu$) dans un mouvement de va-et-vient. Le ruban est guidé par un dispositif en laiton (voir fig. 2) d'une manière telle que l'échantillon n'est plus mangé après que le biseau ait atteint une longueur de 2 mm et un angle de 5° . Au fur et à mesure que le biseau avance, on change l'abrasif carborundum pour ceux qui sont plus fins. On a eu les meilleurs résultats au point de vue de l'émission électronique mais pas pour observer la lumière de recombinaison en utilisant comme abrasif de la poudre d'oxyde de cérium appelé encore « rouge d'Angleterre » qui est beaucoup plus fine. Le carborundum tend à abîmer un peu trop le biseau.

C. — PORTE-ÉCHANTILLON POUR LA MISE EN ÉVIDENCE DE LA LUMIÈRE DE RECOMBINAISON

Un porte-échantillon a été construit pour faire les contacts électriques de l'échantillon et pour le tenir en position sous un microscope pour qu'on puisse observer la lumière de recombinaison émise de la jonction.

Il est construit de la manière suivante. Dans une plaque de cuivre $10 \times 10\text{ cm}$ on perce un trou légèrement supérieur à $4\sqrt{2}\text{ mm}$ pour laisser passer l'échantillon. Dans un coin, une vis isolante est mise en place pour fixer le bout d'une corde à piano faisant ressort et contact électrique au dos de l'échantillon. Dans un autre coin, une vis en laiton est fixée pour faire un contact masse.

Au centre de la grande plaque, une petite plaque de cuivre est vissée. Exactement au centre de celle-là, un trou de 2 mm est percé à travers lequel on voit le biseau de l'échantillon quand il repose dans le trou de la grande plaque (voir fig. 3).

L'ensemble est peint au noir optique pour mieux dissiper la chaleur développée dans l'échantillon.

Pour observer la lumière de recombinaison, on polarise la jonction dans le sens inverse au moyen d'une alimentation à courant continu en série avec une résistance de protection.

L'échantillon est placé de telle façon qu'on peut observer le biseau sous un microscope de faible grossissement (voir fig. 4).

Pour un refroidissement supplémentaire, on a rajouté un ventilateur qui souffle sur le biseau.

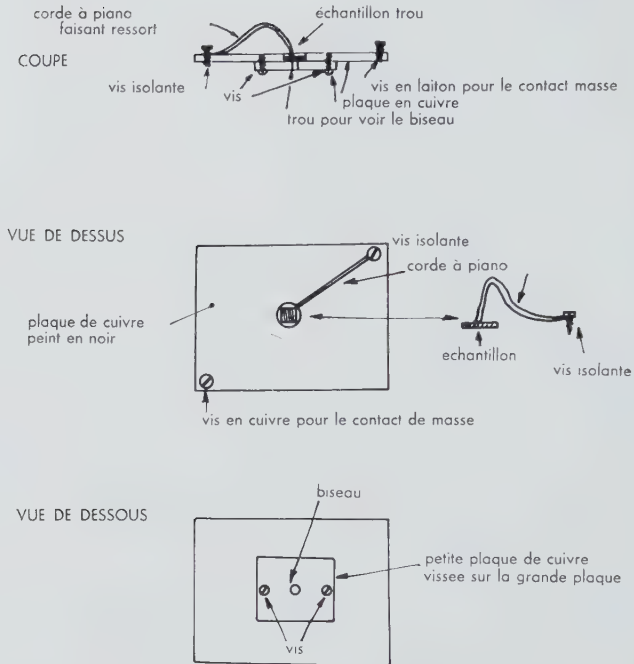


FIG. 3. — PORTE-ÉCHANTILLON POUR LA MISE EN ÉVIDENCE DE LA LUMIÈRE DE RECOMBINAISON

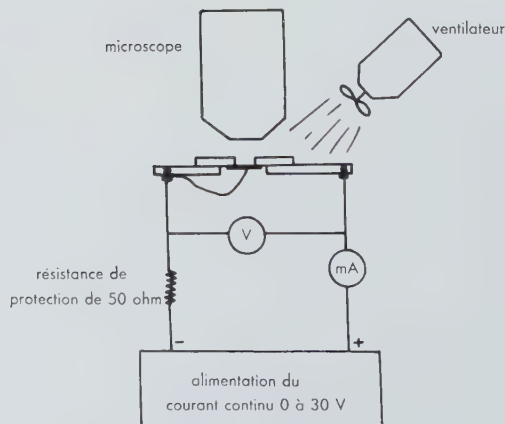


FIG. 4. — APPAREILLAGE POUR L'OBSERVATION DE LA LUMIÈRE DE RECOMBINAISON

D. — PORTE-ÉCHANTILLON POUR LA MISE EN ÉVIDENCE DE L'ÉMISSION ÉLECTRONIQUE

Pour capter les électrons chauds qui sortent de la jonction à l'en-

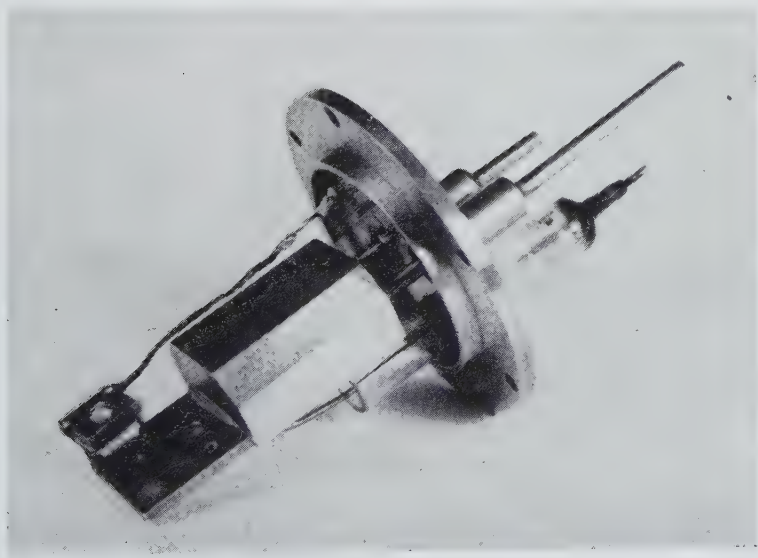
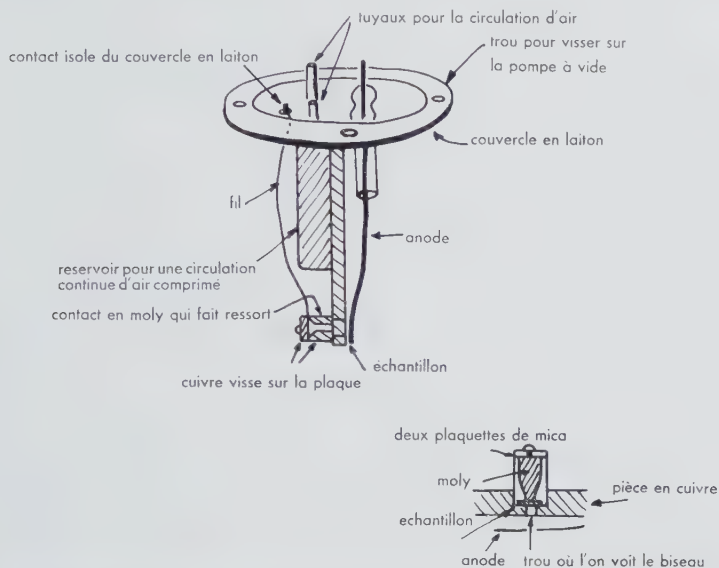


FIG. 5.

droit du biseau, il faut placer l'échantillon sous vide. Pour cette expérience, on a utilisé un montage contenant l'échantillon, qui est vissé sur une pompe à vide (voir fig. 5). Un vide primaire est employé pour amorcer une pompe à diffusion d'huile. Avec un piège à azote liquide on obtient facilement un vide inférieur à 3×10^{-6} Torr.

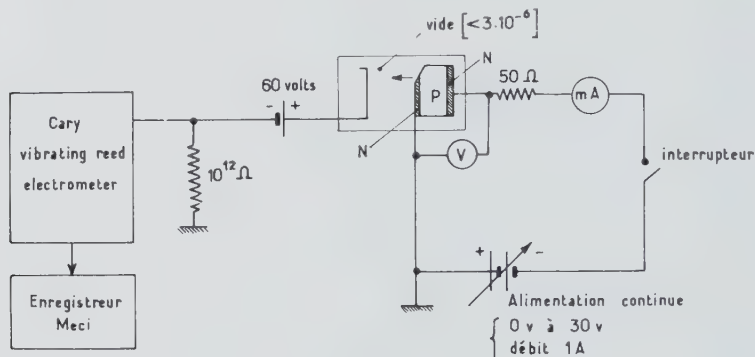


FIG. 6.

Ce montage consiste d'un couvercle en laiton avec quatre trous pour visser à la pompe à vide. Dans le centre passent deux tuyaux provenant d'un réservoir en cuivre qui va éventuellement laisser circuler l'air comprimé pour le refroidissement de l'échantillon. Une plaque de cuivre est soudée au réservoir. Presqu'au bout, un trou d'un diamètre légèrement supérieur à $4\sqrt{2}$ mm est percé partiellement à travers la plaque. Le fond de ce trou agit comme un support pour l'échantillon. Un très petit trou est percé pour laisser passer le faisceau d'électrons provenant de la jonction au biseau.

Un petit bloc de cuivre est vissé à la plaque. Ce bloc a été percé pour permettre de faire passer une feuille de molybdène qui fait ressort. Elle est isolée du cuivre par deux plaquettes de mica et touche la partie *n* du silicium qui fait contact électrique à la partie *p* de la jonction.

Un fil en cuivre, vissé au molybdène, passe à l'extérieur à travers le couvercle au moyen d'un pied isolant en verre. On applique une tension négative à la partie *p* de la jonction au moyen de ce fil.

La tension positive est appliquée à la jonction au moyen des tuyaux de l'air comprimé qui sont reliés électriquement à la partie *n* de la jonction.

L'anode est un gros fil de molybdène qui passe à travers le couvercle au moyen d'un passage de haute tension de 5×10^{14} Ω d'isolement. L'anode est pliée pour que le bout soit juste en face du trou par lequel les électrons chauds sont émis.

E. — LE CIRCUIT ÉLECTRIQUE

Pour cette manipulation, on alimente la jonction au moyen d'un courant continu d'un appareil qui fournit une tension de 0 à 30 V au débit d'un ampère (voir fig. 6). On chute une partie de cette tension à

travers une résistance de $50\ \Omega$ comme mesure de sécurité. Un milli-ampèremètre et un voltmètre permettent l'enregistrement de la caractéristique inverse de la jonction. La couche n du côté biseau de la jonction est reliée à la masse.

L'anode, la plaque collectrice, est polarisée à 60 V positifs par rapport à la couche n du côté biseau, c'est-à-dire la masse, au moyen d'une pile à la tête du CARY.

Le « CARY vibrating reed electrometer » mesure la chute de tension à travers une résistance de précision. On divise la tension par la résistance pour obtenir le courant.

Toutes les indications de courant d'émission d'électrons chauds sont enregistrées sur un enregistreur MECI.

La résistance de précision, $10^{12}\ \Omega$, est reliée à la masse.

On a réduit la longueur du câblage autant que possible, et ainsi donc les capacités parasites. Le côté de l'appareil de mesure est entièrement blindé.

Amélioration de l'expérience

Dans cette partie, on essaie de faire des améliorations de l'appareillage pour l'émission d'électrons chauds pour mieux expliquer le phénomène et pour avoir des renseignements plus précis sur lesquels on peut pousser la théorie plus loin.

Il y a deux choses qui nous gênent tout de suite. La première est la propreté de la surface émettrice qui peut changer de façon appréciable l'émission électronique globale. La deuxième est l'émission électronique à partir des microplasmas qui existent à la surface émettrice. On désire l'éliminer parce que les phénomènes des plasmas rendent l'interprétation des courants plus difficile.

La propreté est très améliorée en utilisant un ultra-vide des pressions inférieures à 10^{-10} Torr. L'appareillage pour aboutir à ces vides a été construit et les pressions moins que 10^{-10} Torr ont été obtenues.

L'émission électronique à partir des microplasmas peut être évitée si les électrons chauds sont sortis à travers une couche mince de silicium- n . Une méthode est décrite pour se rapprocher de la jonction $p - n$ en laissant une couche mince. Les expériences préliminaires ont été faites.

Un tube expérimental pour faire la manipulation a été dessiné et construit. Malgré le fait que ce tube n'a pas marché, on peut tirer des renseignements très importants au sujet de la technologie délicate de la fabrication des tubes à ultra-vide.

Dans cette expérience, il faut rappeler au lecteur que c'est presque aussi important d'apprendre à ne pas faire qu'apprendre quoi faire.

A. — ÉCHANTILLON

Pour cette expérience, on a utilisé deux échantillons différents. Le premier échantillon a été fabriqué de la même manière que ceux du chapitre II. Celui-ci a été utilisé pour observer l'émission électronique dans l'ultra-vide.

Le deuxième échantillon a été fait de silicium- p de résistivité $1\,000\ \Omega \times \text{cm}$. La diffusion de phosphore a produit une jonction $p - n$ estimée à une profondeur à $1 \pm 0,2\ \mu$. Ces échantillons ont été préparés à la C.S.F. Ceux-ci ont été utilisés pour essayer l'émission électronique à travers une couche mince de silicium- n .

B. — ENLÈVEMENT DU SILICIUM

1^o MÉTHODE

La méthode utilisée pour enlever le silicium-*n* afin de se rapprocher de la jonction consiste à former anodiquement une couche d'oxyde sur une zone limitée de la face de l'échantillon, puis de dissoudre cette couche avec de l'acide fluorhydrique. Cette opération qui enlève à peu près 400 Å est répétée de nombreuses fois jusqu'à ce que la jonction soit à 500-1 000 Å de la surface.

Les conditions générales d'oxydation sont décrites par SCHMIDT et MICHEL [17]. L'oxydation s'effectue dans un bain de 0,04 N KNO₃ dans N-méthylacétamide (C₃H₇NO 809 mg/200 cm³), à la température ambiante. Le KNO₃ fournit l'oxygène nécessaire pour l'oxydation et le N-méthylacétamide (*) est employé pour sa grande constante diélectrique, 179. Le silicium est polarisé positivement et l'oxyde est formé à courant constant, 7 mA/cm² à la lumière du jour. Ce détail est important, puisque le courant est limité par les porteurs minoritaires, c'est-à-dire les trous, dans le silicium-*n*. Sous ces conditions, SCHMIDT et MICHEL ont trouvé une valeur de 3,8 Å d'oxyde de silicium formé par volt monté. Cette valeur a été mesurée par des méthodes interférentielles. La tension appliquée se trouve presque entièrement sur l'oxyde. La chute de tension dans le bain a été de 1,5 V.

L'épaisseur de silicium enlevé est calculée de la manière suivante. Une valeur de la densité de 2,32 gm/cm³ est choisie (**) pour l'oxyde de silicium formé anodiquement en supposant une structure cubique ou tétraédrique. Cette structure n'a pas encore été étudiée. Même si l'on choisit pour la silice amorphe une valeur de 2,1-2,3 gm/cm³, cela change très peu la densité. On peut déduire une valeur de 2,25 gm/cm³ des données de SCHMIDT et MICHEL sur le silicium-*p*. De toute façon, on fera le calcul en gardant la densité 2,32.

Pour chaque centimètre cube de silice formé, il y a 28,09/60,06 × 2,32 gm = 1,078 gm de silicium, où 28,09 est le poids atomique du silicium et 60,06 est le poids moléculaire de la silice. La hauteur d'un bloc de silicium de 1,078 gm ayant une base de 1 cm² est 0,462 cm. Ainsi, on peut dire que pour chaque centimètre de silice formé sur l'échantillon, il y a 0,462 cm de silicium enlevé par l'acide fluorhydrique. Ceci correspond à 1,76 Å de silicium enlevé par volt. Si ce résultat est bon à 5 p. 100 près, cela donne 1,76 ± 0,09 Å.

2^o TECHNIQUE

Sur la figure 7, on voit la disposition des appareils pour effectuer l'oxydation anodique. L'échantillon est tenu par un dispositif qui fait un contact électrique avec la couche extérieure *n* et qui limite la zone

(*) Fourni par la Société de Verrerie Industrielle de Précision, Paris, et fabriqué par E. Merck A. G.-Darmstadt, Allemagne.

(**) Handbook.

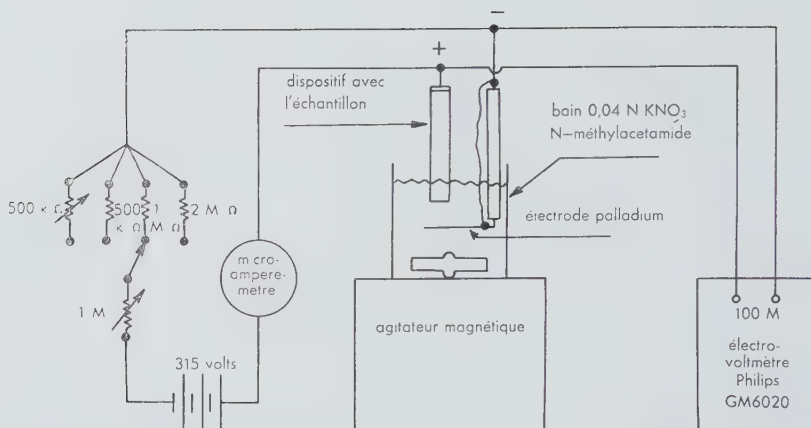


FIG. 7. — Appareil pour l'oxydation anodique des échantillons de silicium.

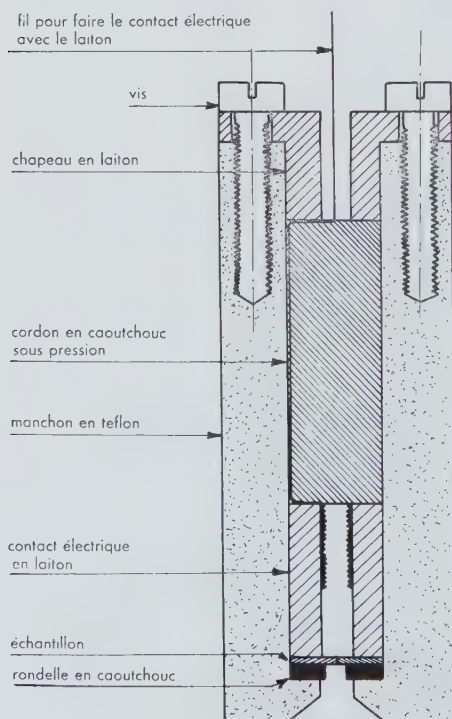


FIG. 8. — Dispositif pour l'oxydation anodique. Échelle : 4/1.

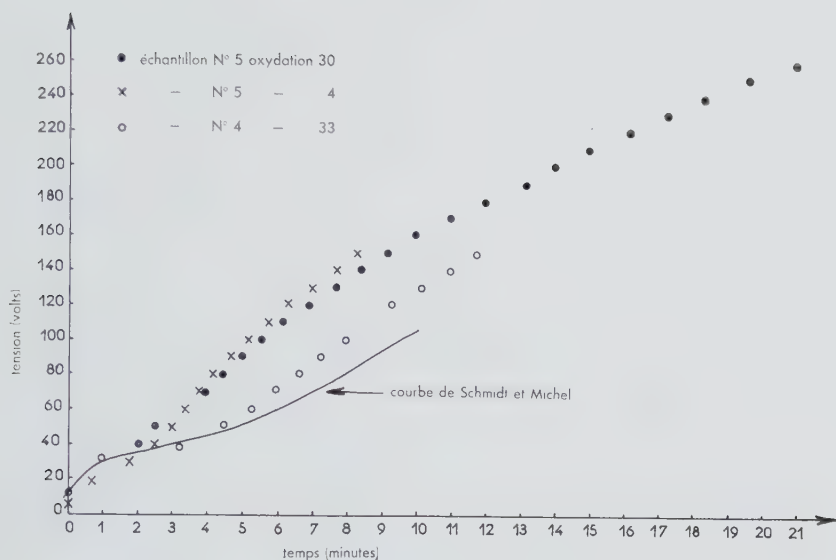


Fig. 9. — Temps (minutes).

d'oxydation au moyen d'une rondelle en caoutchouc. Il est très important de limiter la zone où l'électrolyte est en contact avec l'échantillon, et ainsi donc l'oxydation, pour ne pas attaquer le silicium sur les bords. Ce sont les bords qui font plus tard un contact électrique pour l'échantillon pendant la manipulation.

Un premier dispositif s'est révélé inadéquat parce que la pression du caoutchouc a été réglée par simple serrage des vis susceptible de casser l'échantillon. Finalement, on a adopté le modèle suivant (voir fig. 8). Le trou percé dans le téflon est de 5,7 mm de diamètre, soit à peu près la dimension de la diagonale de l'échantillon. L'échantillon est posé sur une rondelle en caoutchouc synthétique perbunan ($\varnothing$ ext. = 5,6 mm, $\varnothing$ int. = 2 mm), d'épaisseur 1 mm et de dureté shore 50. Ensuite, un tube en laiton avec un fil soudé au bout supérieur est inséré dans le téflon au moyen d'une tige filetée. Après dévissage de la tige, on place un cordon de caoutchouc ($\varnothing$ = 5 mm) d'une longueur de 3,5 cm. Puis le chapeau en laiton est mis en place avec le fil passant par un trou. Le cordon est alors comprimé de 5 mm afin d'appliquer fortement l'échantillon contre la rondelle.

L'échantillon est ensuite mouillé avec l'électrolyte au moyen d'un pinceau 00 en prenant garde qu'il n'y ait pas de bulles d'air sur le silicium. Le dispositif est ensuite suspendu par le fil dans le bain en face de l'électrode de palladium. Un agitateur magnétique assure un changement rapide de l'électrolyte en contact avec le silicium. Le courant est réglé à 150 μ A au moyen de résistances et de potentiomètres au cours de l'oxydation. La tension entre électrodes a été mesurée avec un élec romètre PHILIPS d'impédance d'entrée de 100 M Ω .

Au bout d'une vingtaine de minutes, la tension monte jusqu'à 260 V qui est la limite. Au-delà, le champ électrique devient tellement important que l'oxydation s'étend en surface sous le caoutchouc. On remarque à ce moment-là de brusques sautes de tension de 10-20 V. Avec l'ancien dispositif, on a été limité à 150 V. L'allure de la courbe tension-temps ressemble à celle de SCHMIDT et MICHEL. La tension démarre entre 5 et 11 V; on peut attribuer cela à la couche d'oxyde toujours présente même après nettoyage de l'échantillon par l'acide fluorhydrique [18] (voir fig. 9).

Après l'oxydation, l'échantillon a été démonté, nettoyé à l'eau distillée et désionisée, et séché à l'air. L'oxyde paraît bleu, ce qui est dû à des phénomènes d'interférence. Le diamètre de la zone oxydée est $1,8 \pm 0,1$ mm suivant la rondelle utilisée et le jeu de la rondelle dans le manchon en téflon. Un côté de la rondelle est mieux polie que l'autre. C'est avec la surface polie que le contact avec l'échantillon est fait.

Ensuite, l'échantillon est plongé dans un bain de HF pendant quelques secondes pour dissoudre l'oxyde qui disparaît tout de suite. Alors, l'échantillon est encore nettoyé à l'eau distillée-désionisée et séché à l'air. Enfin, il est remonté dans le dispositif qui a été nettoyé à l'eau distillée-désionisée pour faire une autre oxydation. Ces opérations sont répétées jusqu'à ce que l'épaisseur de silicium-*n* désiré soit enlevée.

Nous avons ainsi préparé les échantillons N° 4 et N° 5 :

	N° 4	N° 5
Nombre total d'oxydations.	37	32
Oxydations avec l'ancien dispositif	37	15
Oxydations avec le dispositif définitif.	0	17
Silicium- <i>n</i> enlevé d'après le calcul $1,76 \text{ Å/V}$	$\sim 9\,000 \text{ Å}$	$\sim 9\,500 \text{ Å}$

On a observé la caractéristique de l'échantillon pour voir s'il y avait une évolution en fonction du silicium enlevé. Rien n'a été remarqué, la caractéristique restant toujours la même. On a découvert cependant qu'il y a parfois des petits dépôts de cuivre qui court-circuitent l'échantillon. Ces dépôts apparaissent lorsque l'électrolyte pénètre dans le manchon en téflon et lorsque ces pièces sont mal séchées. Ces dépôts ont été enlevés avec de l'acide nitrique dilué, peint avec un pinceau. Si l'on peint sous microscope, l'acide nitrique ne vient pas en contact avec la face de l'échantillon. L'échantillon est ensuite bien nettoyé avec de l'eau distillée-désionisée.

On se propose pour l'avenir de se rapprocher de la jonction en regardant toujours la lumière de recombinaison. Comme cela, on peut être très proche de la jonction. Si la lumière est toujours émise, on sait qu'on n'a pas encore mangé la jonction. De plus, on peut utiliser cette technique pour étalonner le nombre d'Angströms enlevés par volt.

C. — TUBE EXPÉRIMENTAL

TUBE A ÉMISSION ÉLECTRONIQUE

Un tube pour mesurer le courant global émis par la jonction a été réalisé de la manière suivante.

Un pied (*) en verre molybdène à cinq passages supporte un porte-échantillon, un collecteur en tantale, trois ressorts, et un filament pour

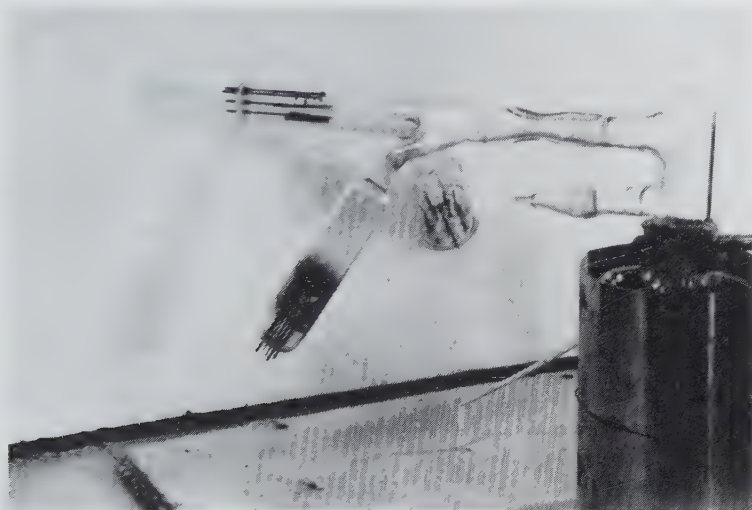
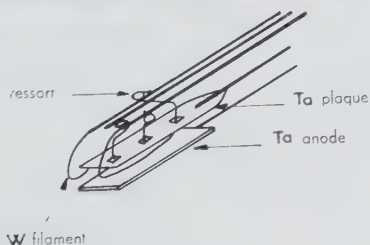


FIG. 10.

Tube
à émission électronique.



le dégazage. Comme on les voit sur la photographique (fig. 10 et 11), les trois passages auxquels sont soudés les ressorts ont 6 cm de long. Les deux autres ont été taillés à 3 cm et 3,5 cm.

Une tension de 10-16 V est appliquée entre une plaque de nickel et le molybdène pour réaliser un nettoyage anodique des passages dans un bain à 90 parties H_3PO_4 et 2 parties H_2SO_4 .

(*) Le pied et l'enveloppe ont été construits par la C.I.F.T.E. (Compagnie Industrielle Française des Tubes électroniques), Paris.

Tout l'ensemble est dégazé par bombardement électronique à 1 500 °C sous une pression de 10^{-6} Torr dans une cloche à vide; l'opération est répétée plusieurs fois pendant cinq minutes pour éviter l'échauffement de la cloche.

Certaines saletés — comme le cuivre provenant de la soudeuse par points — se déposent sur la base en verre et doivent être nettoyées

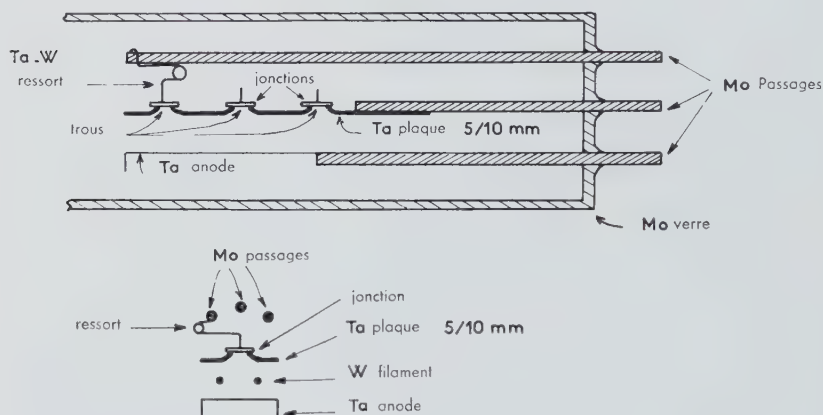


FIG. 11. — Tube à émission électronique
Échelle : 2/1

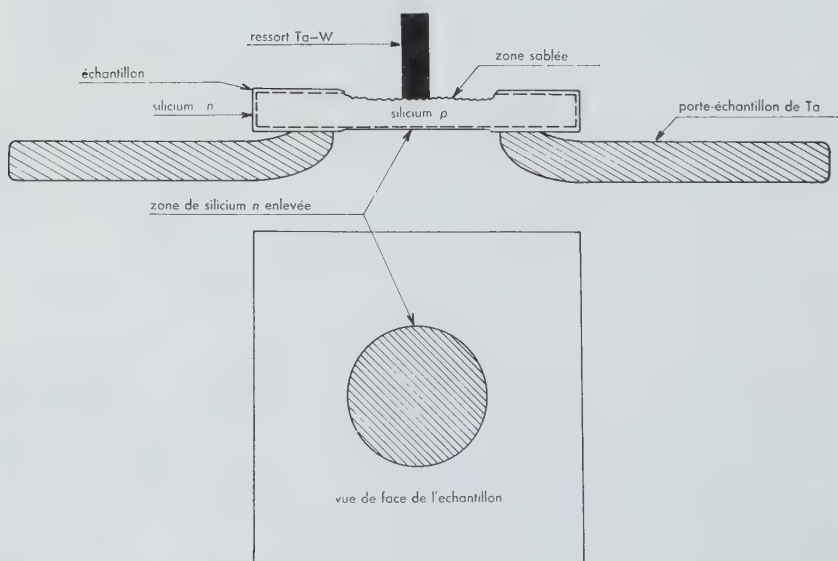


FIG. 12. — Coupe d'échantillon monté sur le porte-échantillons et vue de face.
Échelle : 25/1.

avec de l'acide fluorhydrique. Tous les oxydes visibles sur le tantale et le molybdène ont été enlevés.

La résistance aux bornes des passages reste constante à $10^{14} \Omega$.

Le pied a alors été soudé à l'enveloppe en verre « moly » en utilisant un tour à verre sous atmosphère d'azote, à la CIFTE.

Cette enveloppe se termine par un étranglement de $\varnothing = 7 \text{ mm}$ qui permet de le souder au bâti à vide.

Cette enveloppe a deux bras — l'un pour la jauge et l'autre pour



FIG. 13.

A gauche : dispositif pour la fabrication de la plaque de tantale.

A droite : dispositif en laiton pour polir la surface de contact.

un getter à titane (fabriqué à la C.S.F.) — qui sont décalés par rapport au porte-échantillon pour éviter tout dépôt sur les échantillons durant le dégazage.

a) Porte-échantillon

Le porte-échantillon est une plaque de tantale de $40 \times 10 \text{ mm}$ et d'épaisseur $5/10 \text{ mm}$. On y forme trois bosses en coinçant dans un étai le tantale avec une plaque en plomb de même épaisseur à l'intérieur d'un dispositif prévu spécialement (voir photographie sur la fig. 13). Ensuite, les sommets des bosses sont enlevés avec du papier de verre 1G (Carborundum Company). Dès qu'un petit trou apparaît, on s'arrête. Puis on perce un trou d'un diamètre de $1,5 \text{ mm}$ et on continue à enlever les bosses avec du papier de verre 0 jusqu'au point où le diamètre extérieur d'une bosse est de 3 mm . Pendant ces opérations, le tantale est maintenu par un autre dispositif en laiton auquel le tantale est collé avec de la picéine.

L'intérieur du trou est nettoyé en passant un foret de 2 mm dans les deux sens.

Après un dernier polissage avec du papier de verre 410, le porte-échantillon est soudé au passage central.

b) *Ressorts*

Le contact électrique sur la partie p est assuré au moyen d'un ressort en forme d'épingle de nourrice en fil TaW de diamètre 0,35 mm (choisi pour son élasticité et sa résistance aux températures élevées).

Les ressorts sont soudés sur le molybdène au moyen d'une feuille mince de tantale.

Pour éviter que les ressorts ne touchent le porte-échantillon durant le dégazage, ceux-ci sont tendus chacun par une boucle de fil en TaW qui peut être facilement retirée lorsqu'on place les échantillons dans le tube.

c) *Collecteur*

Le collecteur est une feuille de tantale de 34×14 mm, d'épaisseur 1/10 mm dont les bords sont retournés sur 2 mm pour éviter la distorsion de la feuille pendant le dégazage.

Le collecteur est soudé en face du porte-échantillon.

d) *Filament*

Un filament pour le dégazage du porte-échantillon et du collecteur a été fabriqué avec du fil de tungstène de $\varnothing = 0,225$ mm en forme de U. Étant soudé aux bornes des deux passages extérieurs supportant les ressorts, il peut être enlevé facilement après le dégazage.

D. — ULTRA-VIDE

Un ultra-vide correspondant à des pressions inférieures à 10^{-10} Torr est réalisé grâce à un ensemble comprenant des pompes à diffusion de mercure et des pièges à azote liquide.

Le schéma de la figure 14 montre le montage.

Une pompe à palettes permet d'amorcer la première pompe à diffusion de mercure à deux étages du type injecteur. Celle-ci fait le vide (de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6} Torr) nécessaire pour amorcer la deuxième pompe à diffusion de mercure à deux étages du type tubulure étroite.

La vapeur de mercure est ensuite condensée dans un piège à azote liquide qui reste toujours en fonctionnement — même lors de l'étuvage du second piège et du tube soudé qui contient l'échantillon. Les pièces

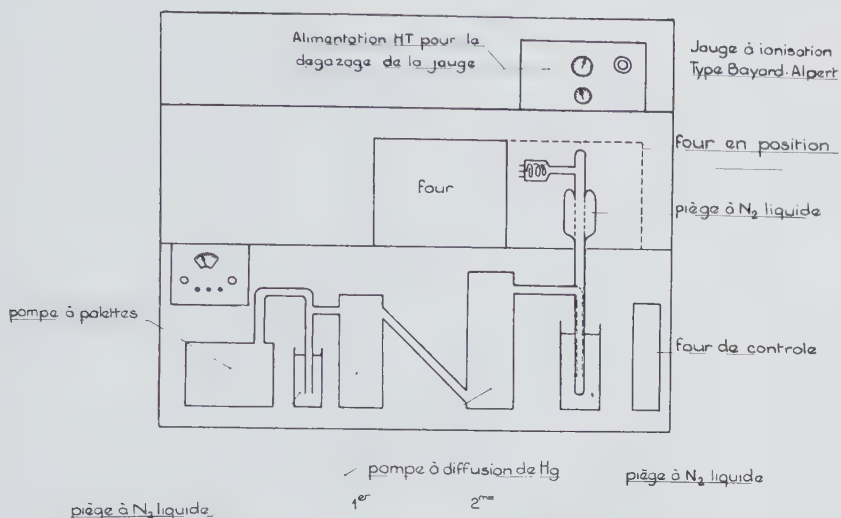
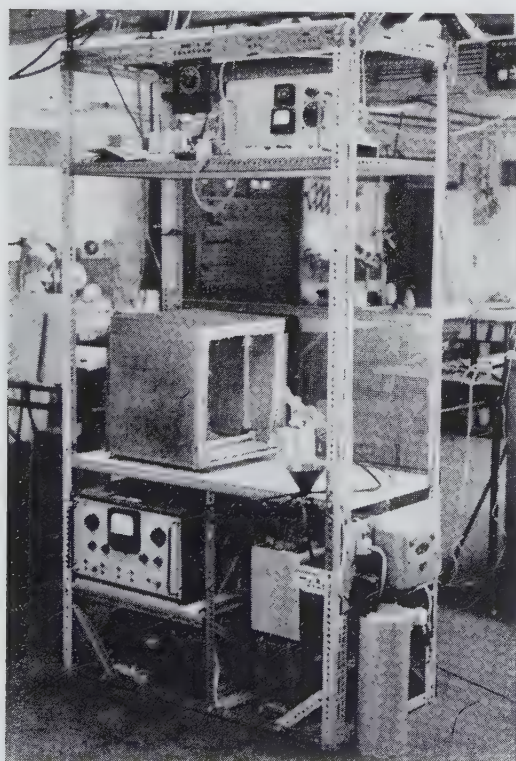
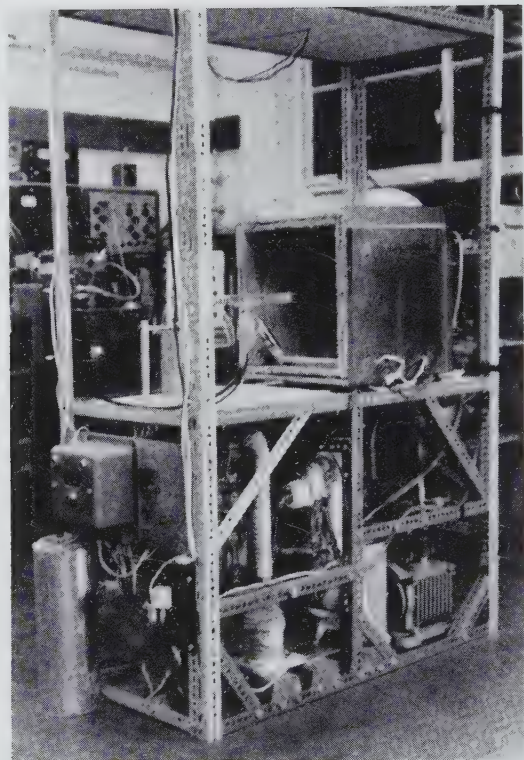


FIG. 14.



Bâti à vide réalisé



Bâti à vide réalisé

métalliques et l'échantillon ne sont ainsi jamais sous une tension élevée de vapeur de mercure.

Grâce au second piège à azote liquide, la pression baisse encore dans un rapport 100, permettant de passer d'un vide de 10^{-8} Torr à un vide de 10^{-10} Torr.

Il faut trois jours pour obtenir l'ultra-vide grâce aux diverses opérations d'étuvage et de dégazage.

La pompe primaire et les pompes secondaires permettent d'éliminer la plus grande partie de la vapeur d'eau; il faut remplir le premier piège pour obtenir la pression de 10^{-6} Torr sous laquelle se fait le premier étuvage qui dure quatre heures sous 200°C .

De plus, la grille et le collecteur de la jauge sont dégazés à $1\,500^{\circ}\text{C}$ pendant trente minutes par bombardement électronique; les pièces métalliques du tube expérimental sont dégazées par le même procédé.

La pression est mesurée au moyen d'une jauge BA-10 du type BAYARD-ALPERT de la C.S.F. Elle est de l'ordre de 2×10^{-7} Torr avant le remplissage du dernier piège et atteint 3×10^{-8} Torr lorsqu'il est rempli.

Un second étuvage à 400°C pendant six heures permet d'atteindre 2×10^{-8} Torr; après un nouveau dégazage des pièces métalliques,

le vide est d'environ 2×10^{-9} Torr; enfin, des pressions inférieures à 10^{-10} Torr (la limite de la jauge) sont obtenues dès que la jauge a été bien dégazée à 1 500 °C pendant trente minutes.

L'obtention de l'effet photoélectrique montre que les surfaces métalliques sont très propres.

Toutes les tensions et courants de la jauge ont été vérifiés.

Dans la formule de la jauge à ion, on a utilisé la constante de l'air 18 [¹⁹].

CHAPITRE IV

Techniques et résultats expérimentaux

A. — LUMIÈRE DE RECOMBINAISON DANS LES JONCTIONS

Dès que la tension appliquée aux échantillons de silicium p de $0,2 \Omega \times \text{cm}$ dans le sens inverse atteint une valeur de 9 V, de la lumière blanche de recombinaison électron-trou commence à apparaître aux bords de la jonction. On aperçoit surtout des petits points lumineux.

Il est intéressant de remarquer sur les photographies (voir fig. 15) que le contour des petits points lumineux suit exactement le contour de l'intersection de la couche de silicium n par le silicium p . Le n correspond sur la photographie au silicium d'allure argentée et le p noircée. Ceci n'est pas étonnant puisque la jonction à l'intersection se trouve à la surface et la lumière émise par la jonction n'est pas absorbée par la couche de silicium- n .

Au fur et à mesure que le courant croît, le nombre de points lumineux croît également, cependant l'intensité de chaque point reste constante aussitôt qu'il est allumé. C'est reproductible, c'est-à-dire les points s'allument toujours à la même valeur de courant.

Lorsque le courant de la jonction atteint 250 mA, la densité des points lumineux atteint un maximum. Ce courant correspond à une densité de courant de $2,5 \text{ A/cm}^2$.

Lorsque la densité de courant est augmentée jusqu'à $3\text{-}5 \text{ A/cm}^2$, la couche entière de silicium- n est éclairée par la lumière rouge pâle. La raison pour laquelle cette lumière est rouge au lieu d'être blanche est due au fait qu'elle est émise à l'intérieur et le silicium absorbe toutes les longueurs d'ondes inférieures à $1,0 \mu$ [20].

On ne voit de la lumière émise que à l'intersection de la partie p et de la partie n .

Ces observations sont qualitativement en accord avec celles de CHYNOWETH et MCKAY [21].

Si l'on enlève le ventilateur pour que la jonction ne soit plus refroidie par l'air soufflé, la jonction tombe tout de suite en claquage thermique. Donc, il est nécessaire qu'on refroidisse la jonction.

On a essayé d'observer la lumière de recombinaison des jonctions diffusées à 1μ sur du silicium- p à $1\,000 \Omega \times \text{cm}$. On n'a jamais réussi, à cause du claquage thermique. Sur la figure 16, on voit au claquage

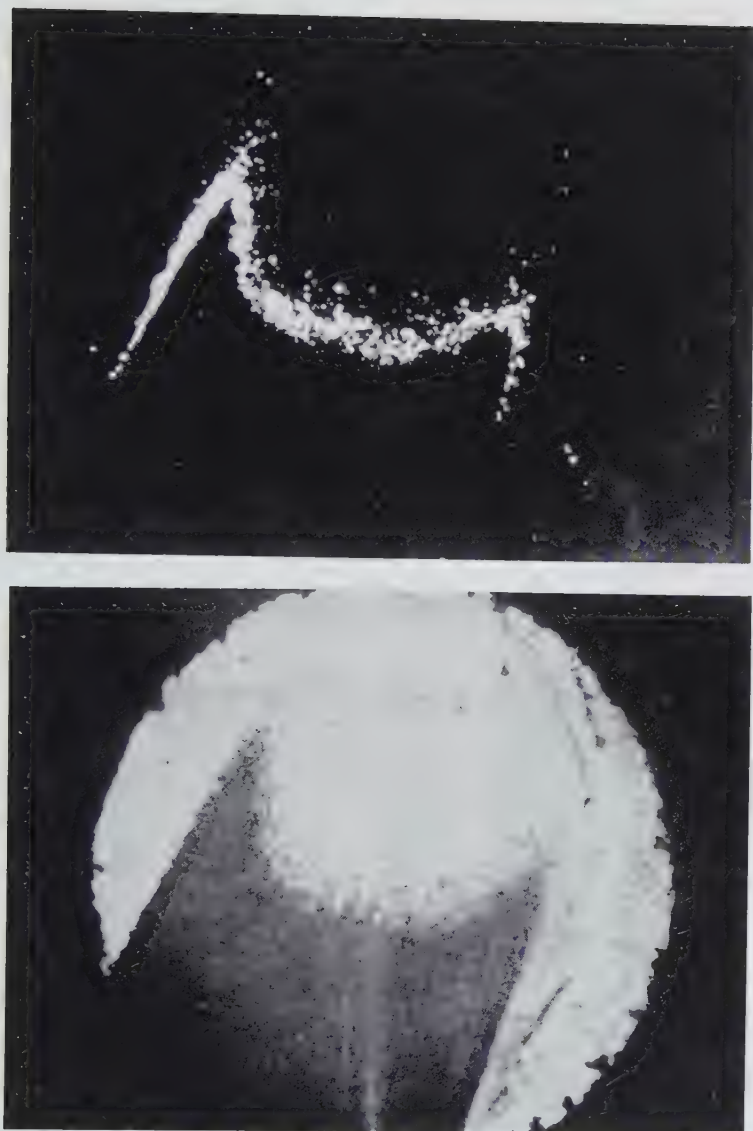


FIG. 15. — Lumière de recombinaison.

N° 1 : $V_j = 18,3 \text{ V}$; $I_j = 250 \text{ mA}$;
 $J_j = 250 \text{ mA} / 10 \text{ mm}^2 = 2,5 \text{ A/cm}^2$.
 Grossissement 55. Polaroid 3 000 ASA. Pose 15 minutes

que la tension à travers les bornes de l'échantillon chute. Comparer cette caractéristique avec celle d'une jonction de résistivité $0,2 \Omega \times \text{cm}$ sur la figure 17.

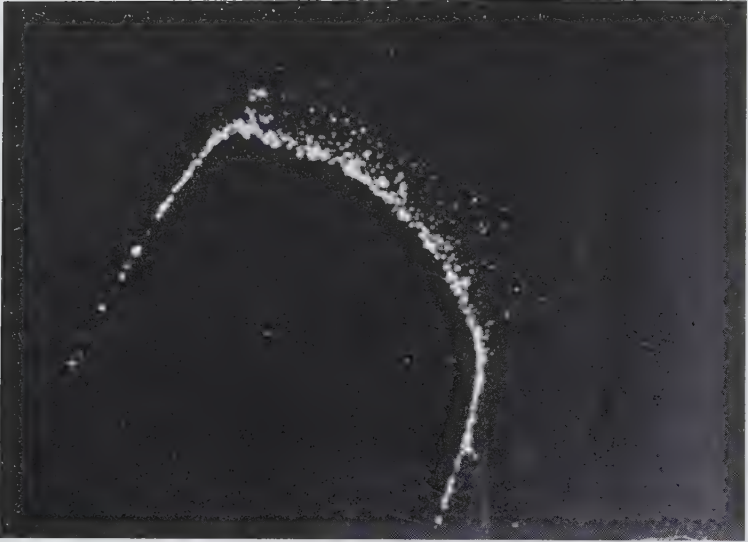


FIG. 15. — Lumière de recombinaison.

N° 2 : $V_j = 20.2 \text{ V}$; $I_j = 250 \text{ mA}$;

$J_j = 250 \text{ mA} / 10 \text{ mm}^2 = 2,5 \text{ A/cm}^2$.

Grossissement 55. Polaroid 3 000 ASA. Pose 15 minutes.

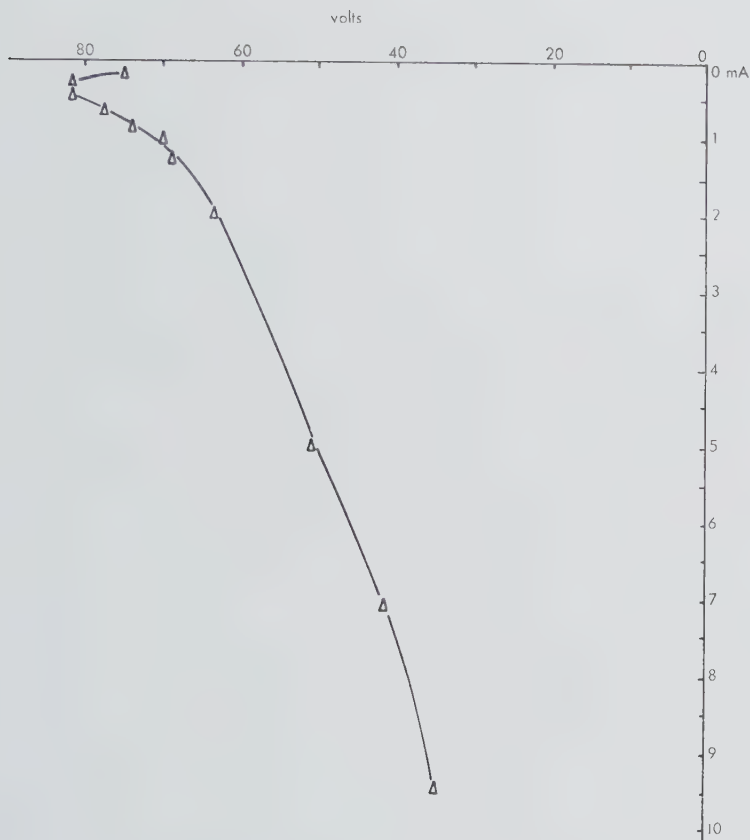


Fig. 16. — Caractéristique inverse d'une jonction p - n de résistivité 1 000 Ohm-cm.

B. — MISE EN ÉVIDENCE DE L'ÉMISSION ÉLECTRONIQUE DES ÉCHANTILLONS DE SILICIUM p A $0,2 \Omega \times \text{cm}$

Avant de commencer la manipulation, on nettoie bien l'échantillon à l'acide fluorhydrique pour enlever une couche mince d'oxyde de silicium qui se forme lorsque l'échantillon est dans l'air.

Ensuite, on baigne l'échantillon dans l'alcool méthylique pur. L'alcool protège l'échantillon contre l'oxydation pendant le scellement du porte-échantillon et le vissage du couvercle. Il agit aussi comme un agent réducteur ^[15].

On visse le couvercle en laiton sur la pompe à vide et fait le vide en une heure jusqu'à une pression inférieure à 3×10^{-6} Torr. Puis on affiche sur la tête du CARY la position 4. On attend que le CARY se stabilise. On est alors sur la position 100 mV. La résistance de précision qu'on affiche est $10^{12} \Omega$. Le courant est ainsi sur la gamme 10^{-14} A.

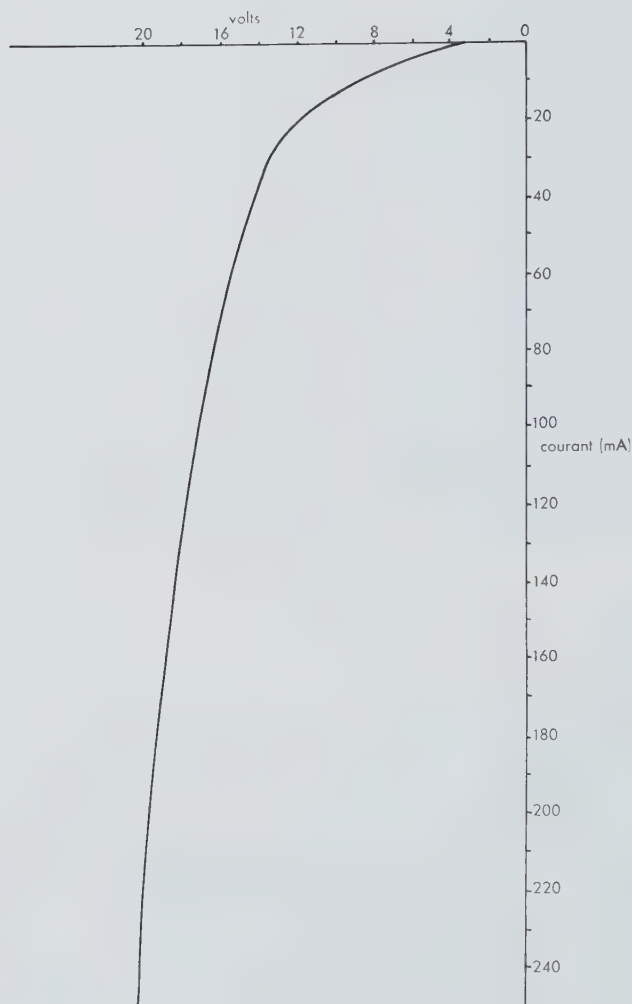


FIG. 17. — Caractéristique inverse d'une jonction p - n de résistivité 0,2 Ohm-cm.

Ensuite, on applique la tension en inverse sur l'échantillon. On a une déviation qui est stable. Lorsque la tension est appliquée en sens direct, on n'a rien. En inverse, on a de nouveau la même émission et l'indication reste stable.

La seule preuve que le courant enregistré est dû aux électrons chauds est de faire une rentrée d'air. La surface va s'oxyder et le libre parcours moyen des électrons dans l'air va diminuer à tel point que l'émission enregistrée doit disparaître. C'est bien ce qui se produit. Ceci est illustré par l'enregistrement du courant sur le MECL.

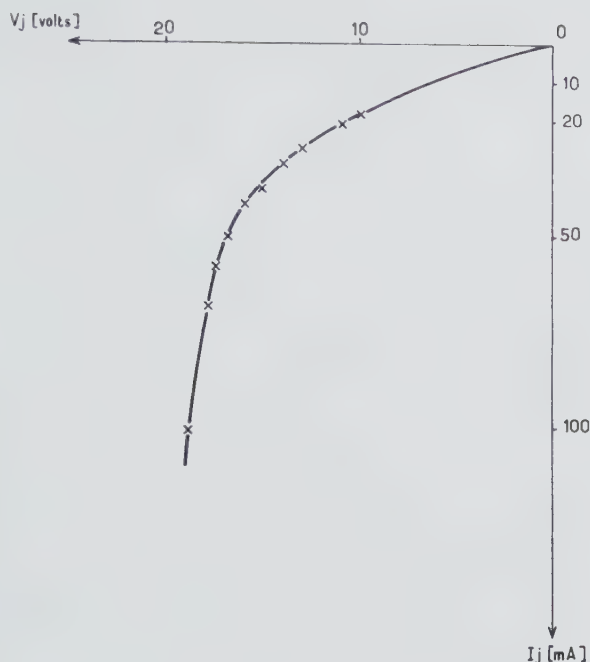


FIG. 18. — Caractéristique inverse de l'échantillon n° 3 sous vide.

On est donc sûr d'avoir des électrons chauds, on va pouvoir passer à une manipulation plus complète.

On nettoie l'échantillon à l'acide fluorhydrique et à l'alcool méthylique, on remet dans la pompe à vide et on refait le vide à une pression inférieure à 3×10^{-6} Torr.

C. — MESURE DU COURANT D'ÉLECTRONS CHAUDS

On va construire la courbe courant d'émission d'électrons chauds par rapport au courant dans la jonction.

On constate que l'émission ne démarre qu'à partir d'un seuil. On mesure :

- courant inverse I_j ,
- tension inverse V_j ,
- courant d'émission I_e ,

ce qui permet de tracer la partie de la caractéristique intéressante. On vérifie de plus qu'entre chaque mesure, le zéro initial n'a pas bougé. On mesure le courant d'émission sur le MECl.

Du tableau des données on a construit deux courbes :

1° La caractéristique inverse de la jonction I_j par rapport à V_j (voir fig. 18);

2° Le courant d'émission d'électrons chauds I_e par rapport au courant de la jonction I_j (voir fig. 19 et 20).

On peut calculer un coefficient de transfert qui est le rapport de

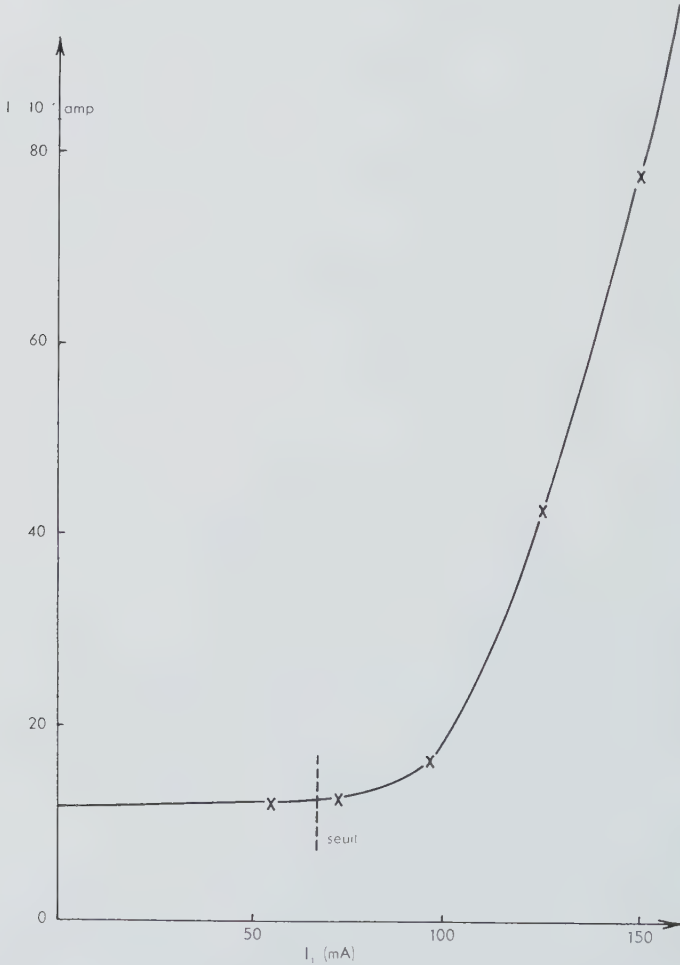


FIG. 19. — Courant d'émission électronique par rapport au courant dans la jonction p - n .

la densité de courant émis à la densité de courant dans la jonction. Ainsi, pour le cas le plus favorable

$$\frac{J_e}{J_j} = \frac{(I_e/S_e)}{(I_j/S_j)} = \frac{(9 \times 10^{-14} \text{ A} / 3 \text{ mm} \times \lambda_i)}{(65 \text{ mA} / 12 \text{ mm}^2)} \cong 10^{-6}$$

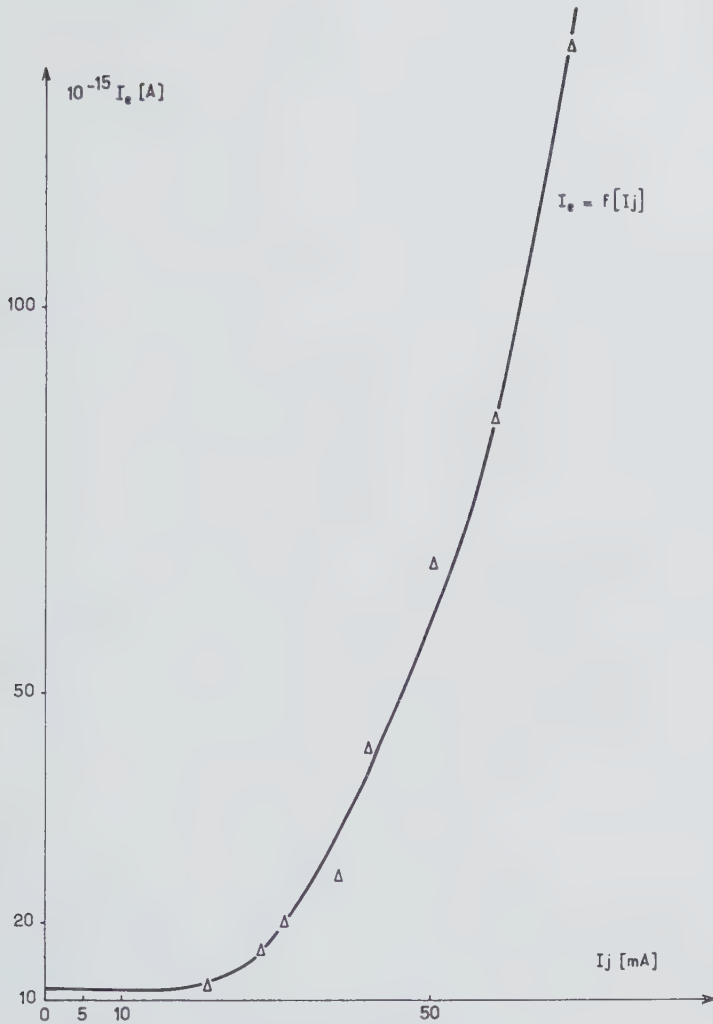


FIG. 20. — Courant d'émission électronique par rapport au courant dans la jonction $p-n$.
Échantillon n° 3.

Si l'on utilise une largeur $0,2 \mu$ au lieu de $\lambda_i = 40 \text{ \AA}$, le libre parcours moyen d'ionisation par chocs, le coefficient de transfert devient l'ordre de 10^{-8} . Voir V — C.

CHAPITRE V

Interprétation des résultats

Après avoir préparé les échantillons, ils ont été nettoyés à l'acide fluorhydrique et à l'alcool méthylique. Deux échantillons ont été montés dans le tube au moyen des outils spécialement construits pour les transporter. Le tube a été scellé à la canalisation du bâti à vide et une pression inférieure à 10^{-10} Torr a été obtenue au moyen des manières déjà décrites.

Un circuit d'alimentation et de mesure a été utilisé pour l'expérience. Ce circuit est semblable à celui du chapitre II (voir fig. 6).

Puisque les pompes ont été toujours en fonctionnement, il fallait blinder le tube et son appareillage au moyen d'un grillage autour du bâti à vide.

Au point de vue de l'émission électronique, ni l'expérience à biseau ni l'expérience à travers la couche mince n'a marché. Après une analyse soigneuse, on a découvert la raison pour laquelle on n'a pu observer une émission : le claquage thermique.

A. — CLAQUAGE THERMIQUE

Le claquage thermique est causé simplement par la mauvaise évacuation de la chaleur, comme il est expliqué dans le chapitre IV. La plaque de tantale et ses passages au molybdène et les ressorts ne suffisent pas pour dissiper toute la chaleur développée dans la jonction. Cela est vrai pour les deux échantillons essayés — le silicium-*p* de grande et de faible résistivité.

Si l'on opère avec l'échantillon à biseau de faible résistivité, on est arrivé le plus proche aux résultats de l'émission. On a observé la lumière de recombinaison — la condition pour avoir l'émission d'électrons chauds. Cependant, cette observation a été faite seulement pendant plusieurs secondes. Puisque la constante de temps de l'électromètre CARY est tellement longue à la résistance de $10^{12} \Omega$, on ne peut jamais espérer enregistrer un courant d'émission.

On a essayé de mieux dissiper la chaleur au moyen de feuilletes sur les passages; par rayonnement; par conduction dans un piège à azote liquide; sans succès. C'est cela qui nous a conduit à la première expérience décrite dans cette thèse.

Le problème a été résolu par l'usage du silicium de faible résistivité qui permet de faire passer un maximum de courant pour un minimum de tension. De plus, on a utilisé le refroidissement par air pour l'expérience à biseau sous vide de 10^{-6} Torr. Tout ce qui reste à faire est d'adapter cette solution au tube à ultra-vide.

B. — LUMIÈRE DE RECOMBINAISON

On a vu sur les photographies (voir fig. 15) que les petits points lumineux représentent une petite région de claquage — le microplasma. Probablement, la plupart de courant qui passe dans la jonction va à travers ces régions de claquage. Au moyen de la photographie, elles peuvent être mises en corrélation avec des petites rayures ou défauts dans le cristal.

Pour créer une paire électron-trou, il faut qu'un électron fournisse une énergie minimum qui doit être plus grande que l'énergie du gap : 1,1 eV. WOLFF [22] a conclu que le seuil pour la création des paires électron-trou est : $\epsilon_0 = 2,3$ eV. Cette étude a été faite sur le modèle des bandes sphériques avant que la structure de bande du silicium ait été bien déterminée.

On voit sur la figure 21 lors d'une recombinaison électron-trou, qu'on peut avoir l'émission de photon ayant une énergie à partir de l'énergie du gap. Ce résultat est en accord avec l'observation de CHYNOWETH et MCKAY [21] (voir fig. 22).

La théorie de SHOCKLEY [23] montre que la probabilité d'ionisation varie comme dans la figure 23 et devient très importante pour une énergie supérieure à 2,3 eV.

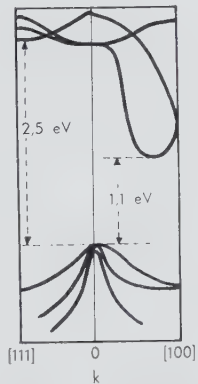
La lumière de recombinaison est une condition nécessaire pour avoir des électrons chauds.

En conclusion, on peut dire qu'on a trouvé que les jonctions qui ont été faites sur le silicium-*p* de grande résistivité $1\,000\ \Omega \times \text{cm}$ ne peuvent pas servir comme une source d'électrons chauds, parce qu'on n'a jamais observé de lumière de recombinaison. On peut comprendre ce phénomène en regardant la puissance fournie à l'échantillon par le champ électrique. La jonction tombe en avalanche lorsqu'il y a 80 V aux bornes. Le courant qui passe est 200 μA (voir fig. 16). Cependant, dès qu'on monte un peu la tension pour croître le courant, la jonction tombe en claquage thermique.

Ceci s'explique par le fait que les électrons perdent trop d'énergie au profit du réseau à cause de la grande charge d'espace qui est environ 12 μ . On peut le calculer.

D'abord, on sait que l'avalanche se produit à environ 4×10^5 V/cm. Si l'on porte

$$4 \times 10^5 \text{ V/cm} = 80 \text{ V (claquage)}/d,$$



[Adv. Electron., 1955, 7 85]
FIG. 21. - Structure de bande du silicium d'après Brooks.

on a d , l'épaisseur de la charge d'espace. Ceci est très approximatif. Tout ce calcul suppose que la jonction agit comme une capacité

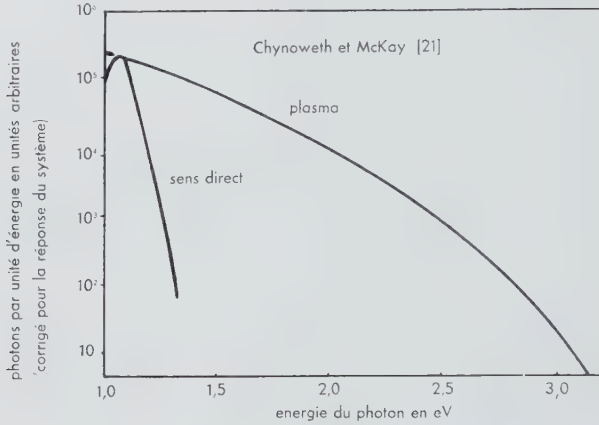


FIG. 22. — Distribution du spectre des photons par unité du temps par unité d'énergie de la recombinaison de microplasma et de la recombinaison lorsque la jonction est polarisée dans le sens direct.

plane parallèle. C'est valable pour une grande charge d'espace par rapport au profil de diffusion (voir fig. 24) [24],

$$d = 2 \times 10^{-4} \text{ cm} = 2 \mu$$

Pour le cas de la jonction $p - n$ où $N_d \gg N_a$, c'est-à-dire où la concentration de donneurs est plus grande que celle d'accepteurs, on peut calculer l'épaisseur en utilisant le modèle de la capacité [25] :

$$d \approx (2 \epsilon \epsilon_0 / e^2 N_a)^{1/2}.$$

Pour le silicium :

$$\epsilon / \epsilon_0 = 11,5; \quad \epsilon_g = 1,1 \text{ eV} [26];$$

$$N_a = 10^{13} \text{ atomes/cm}^3 \text{ à partir du } 1\,000 \Omega \times \text{cm}.$$

Portant ces valeurs dans la formule, on arrive à

$$d \approx 12 \mu.$$

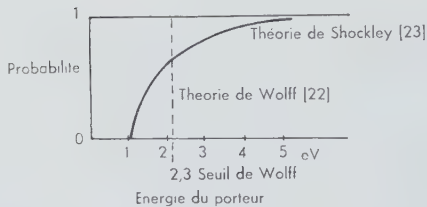


FIG. 23. — Probabilité d'ionisation ou la production des paires électron-trou.

Les deux valeurs diffèrent d'un facteur 6.

Parce que la charge d'espace est tellement grande, il faut ainsi appliquer une tension correspondante grande pour avoir le champ électrique nécessaire pour l'ionisation. Ainsi, il y a trop de puissance qui est cédée au réseau par le courant de la jonction qui produit le claquage thermique.

Ce problème a été résolu au moyen d'un semiconducteur de type p de faible résistivité $0,2 \Omega \times \text{cm}$, et ainsi donc une charge d'espace étroite.

En faisant le même calcul qu'on a fait plus haut, en utilisant comme résistivité $0,2 \Omega \times \text{cm}$, on arrive à une épaisseur de l'ordre de $0,2 \mu$.

C. — COURANT D'ÉMISSION D'ÉLECTRONS CHAUDS

Une analyse simple de la probabilité pour qu'un électron gagne assez d'énergie au moyen du champ électrique pour sortir du cristal sera faite en utilisant l'approximation que la contribution importante à cette probabilité vient d'électrons qui ont traversé la distance minimum nécessaire pour atteindre cette énergie sans collisions. On néglige la structure de

bande du silicium et on traite les électrons comme des électrons libres.

Soit $N(t)$ le nombre d'électrons qui n'ont pas diffusé jusqu'au temps t après une collision à $t = 0$. Pendant le temps dt , la probabilité que chaque électron ait subi une collision est dt/τ , τ est une constante, le libre temps moyen. Ainsi, le nombre diffusant en dt sera $N(t) dt/\tau$, et le nombre d'électrons qui n'ont pas diffusé aura diminué de ce facteur.

$$dN(t) = - \frac{N(t) dt}{\tau}.$$

La solution de cette équation différentielle est :

$$(1) \quad N(t) = N(0)e^{-t/\tau}$$

où $N(0)$ est le nombre d'électrons qui n'ont pas diffusé à $t = 0$.

Le terme $1/\tau$, la probabilité par unité de temps pour qu'un électron soit diffusé dépend des mécanismes suivants :

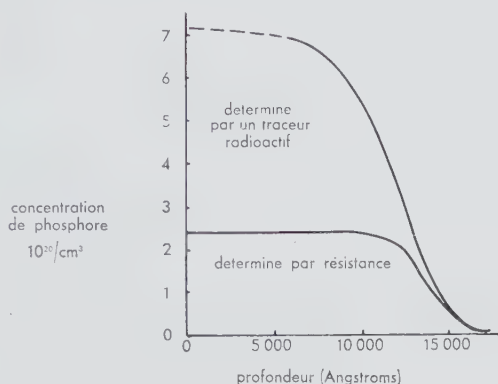
- les chocs par phonons acoustiques,
- les chocs par phonons optiques,
- la création des paires électron-trou.

On peut prendre la probabilité globale comme la somme des probabilités des mécanismes différents, *i.e.*

$$(2) \quad \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3}.$$

L'énergie gagnée par un électron au moyen d'un champ électrique est

$$(3) \quad \varepsilon = q E v_d t$$



Tannenbam [24]

FIG. 24. — Profil d'une jonction $p-n$ dans le silicium.

où v_d est la vitesse d'entraînement de l'électron dans le champ E.

Le libre parcours moyen est relié à la probabilité de diffusion par

$$(4) \quad \lambda = v_T \tau$$

où v_T est la vitesse thermique.

Si on divise (3) par (4), on arrive à

$$\varepsilon = (qE\lambda/\tau) (v_d/v_T).$$

Or aux champs élevés : $v_d = v_s = \text{Constante}$.

Puisque $v_d \approx v \approx 10^7$ cm/sec à la température ambiante [27], l'équation pour l'énergie devient :

$$(5) \quad \varepsilon = qE\lambda/\tau.$$

Portant celle-ci dans (1) on arrive à

$$N(\varepsilon) = N(0) e^{-\varepsilon/qE\lambda}.$$

La probabilité de trouver un électron avec l'énergie ε qui n'a pas encore diffusé est ainsi :

$$(6) \quad P(\varepsilon) = N(\varepsilon)/N(0) = e^{-\varepsilon/qE\lambda}.$$

$\lambda_1 = v_T \tau_1$ libre parcours moyen pour diffusion par phonons acoustiques,

$\lambda_2 = v_T \tau_2$ libre parcours moyen pour diffusion par phonons optiques,

$\lambda_3 = v_T \tau_3$ libre parcours moyen pour diffusion par ionisation par chocs.

On peut écrire (2) comme

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} + \frac{1}{\lambda_3}.$$

Portant l'expression de $1/\lambda$ dans (6), on arrive à une formule qui exprime la probabilité de trouver un électron avec l'énergie ε :

$$(7) \quad P(\varepsilon) = \exp \left[-\frac{\varepsilon}{qE} \left(\frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2} + \frac{1}{\lambda_3} \right) \right].$$

Grâce aux champs électriques de l'ordre de

$$4 \times 10^5 - 6 \times 10^5 \text{ V/cm [23]}$$

pour claquage, la plupart des électrons auront assez d'énergie avant leur première collision pour satisfaire à la condition qu'ils ne perdent qu'une petite partie de cette énergie en émettant des phonons acoustiques et optiques.

Pour les électrons dans ces champs électriques, il est probable que la diffusion est dominée principalement par les phonons ayant la plus grande fréquence. Les phonons les plus énergiques sont ceux dans lesquels les deux sous-réseaux élémentaires face-centrés vibrent en oppo-

sition. Le vecteur d'onde pour cette vibration a une longueur nulle et correspond au centre de la zone de Brillouin. Cette vibration qui est triplement dégénérée s'appelle la vibration Raman pour le cristal. L'énergie pour ce vecteur d'onde nul est E_R .

$E_R = 0,063 \text{ eV}$ (énergie du phonon optique du vecteur nul de RAMAN [28]);

$\lambda_2 = 200 \text{ \AA}$ (WOLFF [22]);

$\lambda_2 = 50 \text{ \AA}$ (SHOCKLEY [23]);

$\lambda_2 = 60 \text{ \AA}$ (BARTELINK, MOLL, MEYER [15]).

En prenant le cas le plus défavorable λ_2

$E = 5 \times 10^5 \text{ V/cm}$,

$\epsilon = E \lambda_2 = 1 \text{ eV}$,

$E_R/\epsilon = 0,063/0,25 = 0,252$.

L'énergie du phonon acoustique est encore plus petite. On le néglige dans tout ce qui suit (*). Par conséquent, on peut prendre λ_1 et λ_2 comme des constantes indépendantes de l'énergie.

Cependant, puisque l'électron perd une bonne partie de son énergie initiale pendant une ionisation par choc, il faut considérer λ_3 comme une fonction de l'énergie.

Le terme $1/\lambda_3$ domine dans l'équation (7). On peut donc séparer (7) en deux facteurs. Le premier est la probabilité pour un électron d'atteindre une énergie de $\epsilon_0 = 2,3 \text{ eV}$ où il y a une forte probabilité pour une ionisation [22]. Le deuxième est la probabilité pour qu'un électron gagne assez d'énergie additionnelle pour atteindre l'affinité électronique Φ . Ils s'écrivent :

$$8) \quad P(\Phi) = \exp \left\{ - \left[\frac{\epsilon_0}{qE\lambda_p} + \frac{\Phi - \epsilon_0}{qE\lambda_i} \right] \right\},$$

où

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_2}$$

et λ_i est le libre parcours moyen pour l'ionisation par choc qu'on considère comme une constante. Par simplicité, on traite λ_p comme constant et indépendant de l'énergie.

On trouve la valeur de λ_p par porter la première partie de l'expression $\exp \left[- (\epsilon_0/qE\lambda_p) \right]$ aux courbes du coefficient de la multiplication secondaire dans le silicium d'après MCKAY [7] et CHYNOWETH [30]. La probabilité d'ionisation par unité de distance s'écrit :

$$\alpha = \frac{qE}{\epsilon_0} \exp \left(- \epsilon_0/qE\lambda_p \right).$$

C'est en accord avec les données [7 et 30] quand $\lambda_p = 200 \text{ \AA}$.

(*) CONWELL [29] a trouvé par un calcul théorique, fait sur le germanium, que les électrons ayant des énergies de l'ordre du gap et plus, la perte d'énergie par phonons acoustiques est supérieure à la perte d'énergie par phonons optiques. Auparavant on a supposé le contraire.

L'équation (8) est la probabilité pour qu'un électron puisse sortir après avoir parcouru une distance Φ/qE . Ainsi la probabilité de sortir par unité de distance s'écrit $\frac{qE}{\Phi} P(\Phi)$.

Si l'on suppose que le champ électrique est uniforme sur le chemin de l'électron, la probabilité de sortir sur le chemin entier s'écrit alors $(qE/\Phi) P(\Phi) X_0$.

Les électrons ayant une énergie Φ , mais qui n'ont pas diffusé, ne peuvent pas sortir du cristal, parce que leur vitesse qui est parallèle au champ électrique est aussi parallèle à la surface du cristal. Il faut donc que les électrons ayant une énergie Φ aient aussi une vitesse dirigée vers la surface du cristal. Ils sont produits par les phonons optiques. Les chocs par ionisation donnent aux électrons une vitesse dirigée vers la surface, mais en même temps réduisent leur énergie de ε_0 . Ces électrons-ci n'ont plus l'énergie minimum Φ pour sortir.

On se rend compte de ce phénomène au moyen de τ_p et τ_i . Soit $1/\tau_p$ la probabilité par unité de temps pour une collision par phonons optiques et τ_i le libre temps moyen pour une ionisation par choc.

$(1/\tau_p)\tau_i$ est alors la probabilité pour un électron d'être diffusé par un phonon avant d'ioniser un électron de valence.

Puisque $\lambda_i = y_T \tau_i$ et $\lambda_p = v_T \tau_p$, puis $(1/\tau_p)\tau_i = \lambda_i/\lambda_p$ et cette probabilité est exprimée en termes du libre parcours moyen.

Il faut encore ajouter un facteur $1/2$, puisque seulement la moitié des électrons diffusés sont dirigés vers la surface. Ainsi on a $\frac{1}{2} (\lambda_i/\lambda_p)$.

Il faut considérer aussi un facteur géométrique qui tient compte du fait que seulement les électrons se trouvant à une distance de la surface émettrice inférieure au libre parcours moyen λ_i auront une forte probabilité d'être émis; les autres, à l'intérieur du cristal, y resteront. Ce facteur s'exprime par

$$\frac{L_{SE}\lambda_i}{S_T} = \frac{\text{surface émettrice}}{\text{surface totale}} = \frac{3 \text{ mm} \times \lambda_i}{12 \text{ mm}^2}.$$

En rassemblant toutes ces probabilités, la probabilité totale de sortie d'un électron se trouvant dans le champ électrique de la jonction s'écrit :

$$X_0 \left(\frac{L_{SE}\lambda_i}{S_T} \right) \left(\frac{\lambda_i}{2\lambda_p} \right) \left(\frac{qE}{\Phi} \right) \exp \left[- \left(\frac{\varepsilon_0}{qE\lambda_p} + \frac{\Phi - \varepsilon_0}{qE\lambda_i} \right) \right].$$

En tenant compte de la valeur de α , dans cette équation on arrive à

$$(\propto X_0) \left(\frac{\varepsilon_0}{\Phi} \right) \left(\frac{L_{SE}}{2\lambda_p S_T} \right) \lambda_i^2 \exp \left[- \left(\frac{\Phi - \varepsilon_0}{qE\lambda_i} \right) \right].$$

On peut alors exprimer le courant d'émission comme une fonction du courant dans la jonction par l'équation

$$I_e = I_j (\alpha X_0) \left(\frac{\varepsilon_0}{\Phi} \right) \left(\frac{I_{SE}}{2 \lambda_p S_T} \right) \lambda_i^2 \exp \left[- \left(\frac{\Phi - \varepsilon_0}{q E \lambda_i} \right) \right].$$

où les valeurs des constantes sont :

$$\varepsilon_0 = 2,3 \text{ eV}$$

$$\Phi = 4 \text{ eV}$$

$$\lambda_p = 200 \text{ Å}$$

$$E = 400 \text{ kV/cm.}$$

Lorsque la jonction est polarisée dans le sens inverse à la région de claquage où la probabilité d'ionisation αX_0 devient unité, on peut déterminer la valeur de λ_i .

Pour les données suivantes, on calcule le libre parcours moyen :

I_e	I_j	I_e/I_j	λ_i
$7 \times 10^{-15} \text{ A}$	100 A	7×10^{-14}	35 Å
$9 \times 10^{-14} \text{ A}$	65 A	$1,38 \times 10^{-12}$	40 Å

Ces résultats correspondent aux valeurs extrêmes des deux courbes de l'émission électronique par rapport au courant de la jonction (voir fig. 19 et 20).

La valeur 35 Å du libre parcours moyen d'ionisation par choes vient du rapport I_e/I_j le plus faible. La valeur 40 Å du λ_i vient du rapport I_e/I_j le plus fort.

Ces résultats sont en bon accord avec celui de SENITZKY [11].

Voici un tableau des valeurs expérimentales :

15 Å WOLFF [22].

35 Å SENITZKY [11].

880 Å SHOCKLEY [23].

190 Å BARTELINK, MOLL, MEYER [15].

300 Å BARAFF [31].

35-40 Å travail actuel.

Bibliographie

- [1] SHOCKLEY (W.). — *Bell Syst. Tech. J.*, 1951, **30**, 990.
 - [2] SEITZ (F.). — *Modern Theory of Solids*, 1940, 183, McGraw Hill.
 - [3] SMITH (R. A.). — *Semiconductors*, 1961, 355, Cambridge Univ. Press.
 - [4] DILLON (J. A.) et FARNSWORTH (H. D.). — *J.A.P.*, 1958, **29**, 1195.
 - [5] YU, POZHELA (K.) et SHILAL'NIKAS (V. I.). — *Sov. Phys. Solid States*, 1962, **4**, 1173.
 - [6] BOK (J.). — *Ann. de Radioélec.*, 1960, **30**, 120.
 - [7] MCKAY (K. G.). — *Phys. Rev.*, 1957, **94**, 877.
 - [8] BURTON (J. A.). — *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 1342.
 - [9] TUAC (J.). — *Nature*, 1958, **181**, 38.
 - [10] SPICER (W. E.). — *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1960, **5**, 69.
 - [11] SENITZKY (B.). — *Phys. Rev.*, 1959, **116**, 874.
 - [12] PATRICK (L.) et CHOYKE (W. J.). — *Phys. Rev. Letters*, 1959, **2**, 48.
 - [13] SIMON (R. E.) et SPICER (W. E.). — *J.A.P.*, 1960, **31**, 105.
 - [14] GLEICHAUF (P. H.) et OZAROW (V.). — *J.A.P.*, 1961, **32**, 549.
 - [15] MOLL (J. L.), MEYER (N. I.) et BARTELINK (D. J.). — *Phys. Rev. Letters*, 1961, **7**, 87.
BARTELINK, MOLL et MEYER. — *Phys. Rev.*, 1963, **3**, 972.
 - [16] HODKINSON (R. J.). — *Sol. State Elec.*, 1962, **5**, 269.
 - [17] SCHMIDT (P. F.) et MICHEL (W.). — *J. of the Electrochem. Soc.*, 1957, **104**, 230.
 - [18] ARCHER (R. J.). — *J. Electrochem. Soc.*, 1957, **104**, 619.
 - [19] DUSHMAN (Saul). — *Scientific Foundations of Vacuum Technique*, 1962, 301, John Wiley et Sons.
 - [20] MAC FARLANE (G. G.) et ROBERTS (V.). — *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 1714.
 - [21] CHYNOWETH et MCKAY. — *Phys. Rev.*, 1956, **102**, 369.
 - [22] WOLFF (P. A.). — *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 1415.
 - [23] SHOCKLEY (W.). — *Sol. State Elec.*, 1961, **2**, 35.
 - [24] TANNEBAUM (E.). — *Solid State Elec.*, 1961, **2**, 123.
 - [25] SMITH (R. A.). — *Semiconductors*, 1961, 267, Cambridge Univ. Press.
 - [26] SMITH (R. A.). — *Semiconductors*, 1961, 191, Cambridge Univ. Press.
 - [27] RYDER (E. J.). — *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 766.
 - [28] BROCKHOUSE (B. N.). — *Phys. Rev. Letters*, 1959, **2**, 256.
 - [29] CONWELL (E. M.). — *Relative Energy Loss to Optical and Acoustic Modes of Electrons in Avalanche Breakdown in Ge*, General Telephone et Electronics Labs. Bayside, New York, juin 1964.
 - [30] CHENOWETH (A. G.). — *J.A.P.*, 1960, **31**, 1161.
 - [31] BARAFF (G. A.). — *Phys. Rev. Letters*, 1964, **12**, A18.
-

Je tiens à remercier ici M. le Professeur Y. ROCARD qui a bien voulu m'accueillir au Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure où ce travail a été effectué.

J'exprime également ma gratitude à M. le Professeur P. AIGRAIN qui a rendu mon séjour possible au Laboratoire de Physique, ainsi qu'à M. J. БОК, Maître de Conférences à l'Université de Paris, qui m'a proposé cette étude et qui m'a conseillé.

Je remercie M. J. KLEIN qui a bien effectué l'expérience d'émission d'électrons chauds à biseau.

Je tiens à remercier M. LE BAILLY à la Radiotechnique qui m'a fourni les échantillons diffusés.

Je remercie également M. J. LEBRUN qui m'a conseillé au sujet de toutes les questions techniques de l'expérience.

Ma gratitude est aussi exprimée à M. A. LIBCHABER et M. C. GUTHMANN, et tous les membres de l'équipe des semiconducteurs pour leurs conversations stimulantes; ainsi qu'aux techniciens de l'équipe pour l'aide qu'ils m'ont apportée.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

EFFET DE PEAU ANORMAL

Vu et approuvé :

Paris, le 3 juillet 1964

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

MARC ZAMANSKI

Vu

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie
de Paris,

JEAN ROCHE

IMPRIMERIE ALENÇONNAISE
PLACE POULET-MALASSIS
— ALENÇON (ORNE) —

Dépôt légal : 4^e trimestre 1964
N^o d'ordre : 7.144

